

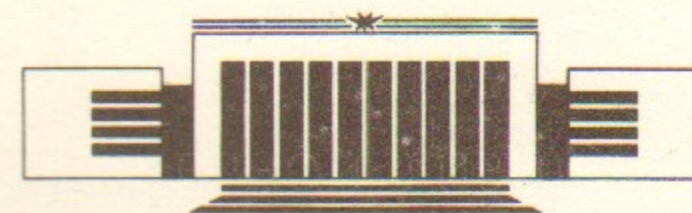


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Н.К. Куксанов, Р.А. Салимов, С.Н. Фадеев

**УСТРОЙСТВО ДЛЯ ВЫВОДА В АТМОСФЕРУ  
АДИАБАТИЧЕСКИ СЖАТОГО ИНТЕНСИВНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА**

**ПРЕПРИНТ 91-3**



НОВОСИБИРСК

Введение . . . . .	5
Конструкция устройства . . . . .	6
Динамика пучка . . . . .	10
Требования к полю и юстировке системы. . . . .	16
Измерение и компенсация поперечных полей . . . . .	19
Трассировка электронным пучком . . . . .	23
Вывод в атмосферу токов до 50 мА . . . . .	26
Литература . . . . .	27—28

## ВВЕДЕНИЕ

Ускорители электронов непрерывного действия, предназначенные для применения в народном хозяйстве, достигают мощности 100 кВт [1]. Энергия таких машин лежит в диапазоне 0,5—2,5 МэВ, а токи достигают 100 мА. При дальнейшем увеличении тока ускорителей до 0,5—1,0 А возникает проблема вывода пучка в атмосферу. Ведь для подавляющего большинства радиационных технологий необходим электронный пучок именно в атмосфере.

Использование известных до сих пор двух типов выпускных устройств [2—4] при амперных токах становится нерациональным. Действительно, при выводе пучка через фольгу средняя плотность тока, обеспечивающая длительную безаварийную работу титановой фольги толщиной 50 мкм, составляет 100 мкА/см<sup>2</sup>. Следовательно, необходима площадь фольги  $\sim 1$  м<sup>2</sup>, а потери в фольге будут  $\sim 35$  кВт для тока 1 А. При выводе в атмосферу через отверстие, пучок фокусируется двумя цилиндрическими магнитными линзами. В кроссовере каждой линзы располагается по две диафрагмы системы дифференциальной откачки. Одним из главных ограничений, определяющих размер отверстий в диафрагмах, являются пульсации энергии электронов, которые допустимы на уровне 1—2%. Следует отметить, что технически осуществимо как создание выпускного устройства с площадью фольги  $\sim 1$  м<sup>2</sup>, так и снижение пульсаций источника ускоряющего напряжения с током 1 А до требуемых 1—2%. Кроме того, что такие системы достаточ-

но сложны, они не имеют перспектив для дальнейшего увеличения мощности выведенного пучка. Исходя из этих соображений, мы начали разрабатывать устройство для вывода пучка в атмосферу через отверстие, размер которого был бы нечувствителен, по крайней мере, к 10%-ным пульсациям энергии электронов.

Для этой цели использовано адиабатическое сжатие пучка в нарастающем продольном магнитном поле. В рассматриваемом варианте катод, ускорительная трубка и выпускное устройство расположены на одной оси, и продольное магнитное поле нарастает от 110 Гс на катоде до  $5 \cdot 10^3$  Гс в районе последней диафрагмы. Рабочий вакуум в ускорительной трубке обеспечивается 6-ступенчатой системой дифференциальной откачки. В отличие от ускорителей типа ЭЛВ, в описываемой конструкции ускорительная трубка вынесена за пределы выпрямителя и соединяется с ним высоковольтным фидером. Это обстоятельство позволило начать отработку устройства и эксперименты по выводу в атмосферу адиабатически сжатого электронного пучка, не дожидаясь изготовления мощного 500-киловаттного выпрямителя, и использовать имеющийся в наличии 50-киловаттный выпрямитель ускорителя ЭЛВ-4. Заметим, что работы по созданию описываемого выпускного устройства, равно как и мощного выпрямителя, были начаты сразу же после завершения экспериментов по рекуперации энергии электронного пучка с энергией 1 МэВ и током 1 А [5], когда мы убедились, что погруженная в продольное магнитное поле трубка может устойчиво работать при ускорении токов вплоть до 1 А. При этом в конструкции устройства максимально использованы детали и узлы установки по рекуперации, что позволило значительно снизить трудоемкость изготовления устройства и сократить сроки. В данной работе описана конструкция устройства, оценены требования к топологии магнитного поля и юстировке системы, приведены результаты экспериментов по выводу в атмосферу токов до 50 мА при энергии 1 МэВ.

#### КОНСТРУКЦИЯ УСТРОЙСТВА

На рис. 1 приведена общая схема устройства. Нарастающее магнитное поле формируется с помощью 4 различных элементов.

**Конический соленоид** формирует поле на участке ускорения электронного пучка. Полная длина соленоида 180 см, а для полу-

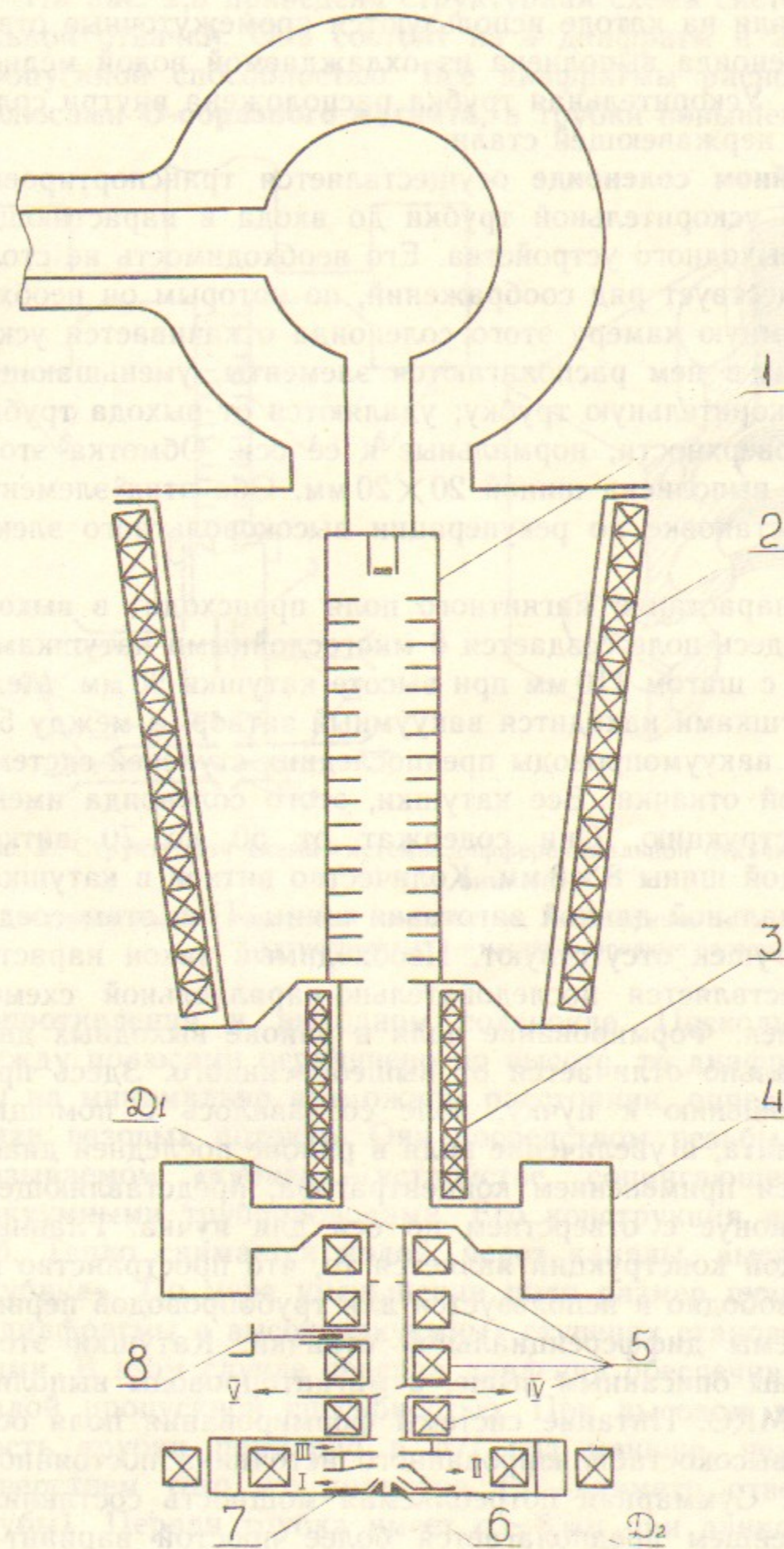


Рис. 1. Общая схема устройства.

1 — ускорительная трубка; 2 — конический соленоид; 3 — прямой соленоид; 4 — насосы откачки трубки; 5 — катушки выходного соленоида; 6 — O-образный магнит; 7 — вакуумный затвор. Римскими цифрами обозначены вакуумпроводы ступеней откачки;  $D_1$ ,  $D_2$  — измерительные диафрагмы.

чения нужного поля на катоде используются промежуточные отводы. Обмотка соленоида выполнена из охлаждаемой водой медной шины  $20 \times 20$  мм. Ускорительная трубка расположена внутри соленоида в котле из нержавеющей стали.

В прямолинейном соленоиде осуществляется транспортировка пучка от выхода ускорительной трубки до входа в нарастающее магнитное поле выходного устройства. Его необходимость не столь очевидна, но существует ряд соображений, по которым он необходим: через вакуумную камеру этого соленоида откачивается ускорительная трубка; в нем располагаются элементы, уменьшающие поток ионов в ускорительную трубку; удаляются от выхода трубки металлические поверхности, нормальные к ее оси. Обмотка этого соленоида также выполнена шиной  $20 \times 20$  мм. Оба этих элемента применялись в установке по рекуперации высоковольтного электронного пучка.

Дальнейшее нарастание магнитного поля происходит в выходном соленоиде. Здесь поле создается 6 многослойными катушками, расположенными с шагом 110 мм при высоте катушки 90 мм. Между 4-й и 5-й катушками находится вакуумный затвор, а между 5-й и 6-й расположены вакуумопроводы предпоследних ступеней системы дифференциальной откачки. Все катушки, этого соленоида имеют одинаковую конструкцию. Они содержат от 50 до 70 витков охлаждаемой водой шины  $8 \times 8$  мм. Количество витков в катушках определялось начальной длиной заготовки шины. При этом соединения внутри катушек отсутствуют. Необходимый закон нарастания поля осуществляется последовательно-параллельной схемой включения катушек. Формирование поля в районе выходных диафрагм принципиально отличается от вышеописанного. Здесь продольное, по отношению к пучку, поле создавалось с помощью **О-образного магнита**, а увеличение поля в районе последней диафрагмы достигается применением концентратора, представляющего собой стальной конус с отверстием по оси для пучка. Главным достоинством такой конструкции является то, что пространство по бокам магнита свободно и используется для трубопроводов первых 3 ступеней системы дифференциальной откачки. Катушки этого магнита идентичны описанному выше, а магнитопроводы выполнены из стали АРМКО. Питание системы формирования поля осуществлялось от высокостабилизированного источника постоянного тока ИСТР-2500. Суммарная потребляемая мощность составляла 20 кВт. В дальнейшем предполагается более простой вариант с использованием 400 Гц преобразователя частоты.

На рис. 2,а приведена структурная схема системы дифференциальной откачки. Она состоит из 4 диафрагм и 2 трубок с малой пропускной способностью. Все диафрагмы располагаются между полюсами **О-образного магнита**, а трубки повышенного вакуумного

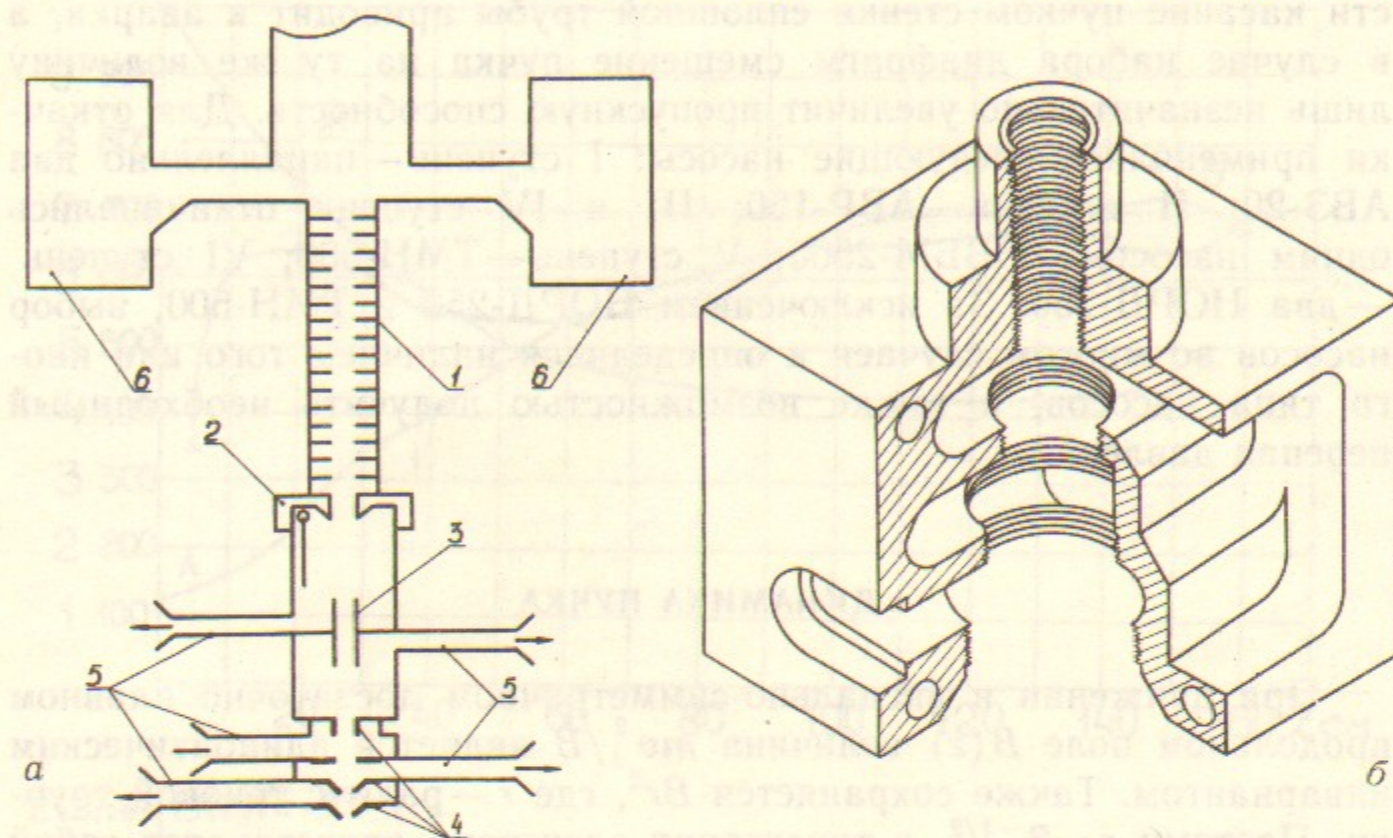


Рис. 2. Структурная схема системы дифференциальной откачки (а); выходной «кубик» (б):

1, 3 — трубки с малой пропускной способностью; 2 — вакуумный затвор; 4 — диафрагмы; 5 — вакуумопроводы; 6 — магниторадиационные насосы.

сопротивления в выходном соленоиде. Поскольку пространство между полюсами ограничено по высоте, то диафрагмы расположены на минимально возможном расстоянии, определяемом из динамики газовых потоков. Они посредством резьбы крепятся в, так называемом «кубике» — устройстве, сопрягающем диафрагмы с вакуумными трубопроводами. Его конструкция приведена на рис. 2,б. Тепло снимается водой, через каналы, высверленные в теле «кубика». По мере уменьшения поля размер пучка увеличивается и диафрагмы в высоковакуумных ступенях становятся неэффективными. В этом случае перепад давления обеспечивается трубками с малой пропускной способностью. При высоком вакууме проводимость трубки примерно в  $d/l$  раз меньше, чем у диафрагмы с отверстием того же диаметра ( $d$  — диаметр отверстия,  $l$  — длина трубы). Первая трубка имеет  $d \approx 8$  мм при длине 80 мм, она располагается в 5-й и 6-й катушках выходного соленоида. Вторая

труба составлена из диафрагм с отверстием 10 мм, расположенных с таким же шагом. Полная длина ее 40 см. Эта система занимает пространство внутри 1-й—4-й катушек. Такая конструкция выбрана по следующей причине: при одинаковой пропускной способности касание пучком стенки сплошной трубы приводит к аварии, а в случае набора диафрагм смещение пучка на ту же величину лишь незначительно увеличит пропускную способность. Для откачки применялись следующие насосы: I ступень—параллельно два АВЗ-20; II ступень—АВР-150; III и IV ступени откачивались одним насосом—НВБМ-2500; V ступень—ТМН-500; VI ступень—два НОРД-250. За исключением НОРД-250 и ТМН-500, выбор насосов во многих случаях определялся наличием того или иного типа насосов, а также возможностью получить необходимый перепад давлений.

### ДИНАМИКА ПУЧКА

При движении в аксиально-симметричном достаточно плавном продольном поле  $B(z)$  величина  $mv_{\perp}^2/B$  является адиабатическим инвариантом. Также сохраняется  $Br^2$ , где  $r$ —радиус токовой трубки. Поэтому  $r \sim B^{-1/2}$ , а траектория электрона представляет собой винтовую линию (рис. 3) с шагом  $\lambda = 2\pi r$  и радиусом  $r_b \ll \alpha r$ , где  $\alpha = B_r/B$ —угол наклона силовой линии, а  $\rho = P/eB$ —ларморовский радиус электрона. В параксиальном приближении:

$$B_r = \frac{r}{2} \frac{dB_z}{dz},$$

а критерий адиабатичности  $r_b = \alpha r \ll r$  означает

$$\frac{r}{2} \frac{dB_z}{dz} \ll r, \quad \text{т. е.} \quad \frac{\rho dB_z}{2B_z dz} \ll 1.$$

На рис. 4 показано распределение продольного магнитного поля  $B_z(z)$  и ожидаемое адиабатическое уменьшение радиуса пучка  $r = r_k \sqrt{B_k/B(z)}$  по длине системы. Там же приведен ларморовский радиус, соответствующий работе на максимальной энергии: 1,0 МэВ. Как видно из рисунка,  $\rho$  достаточно велико и составляет 6—8 см на большей длине, лишь непосредственно на выходе,

Рис. 3.

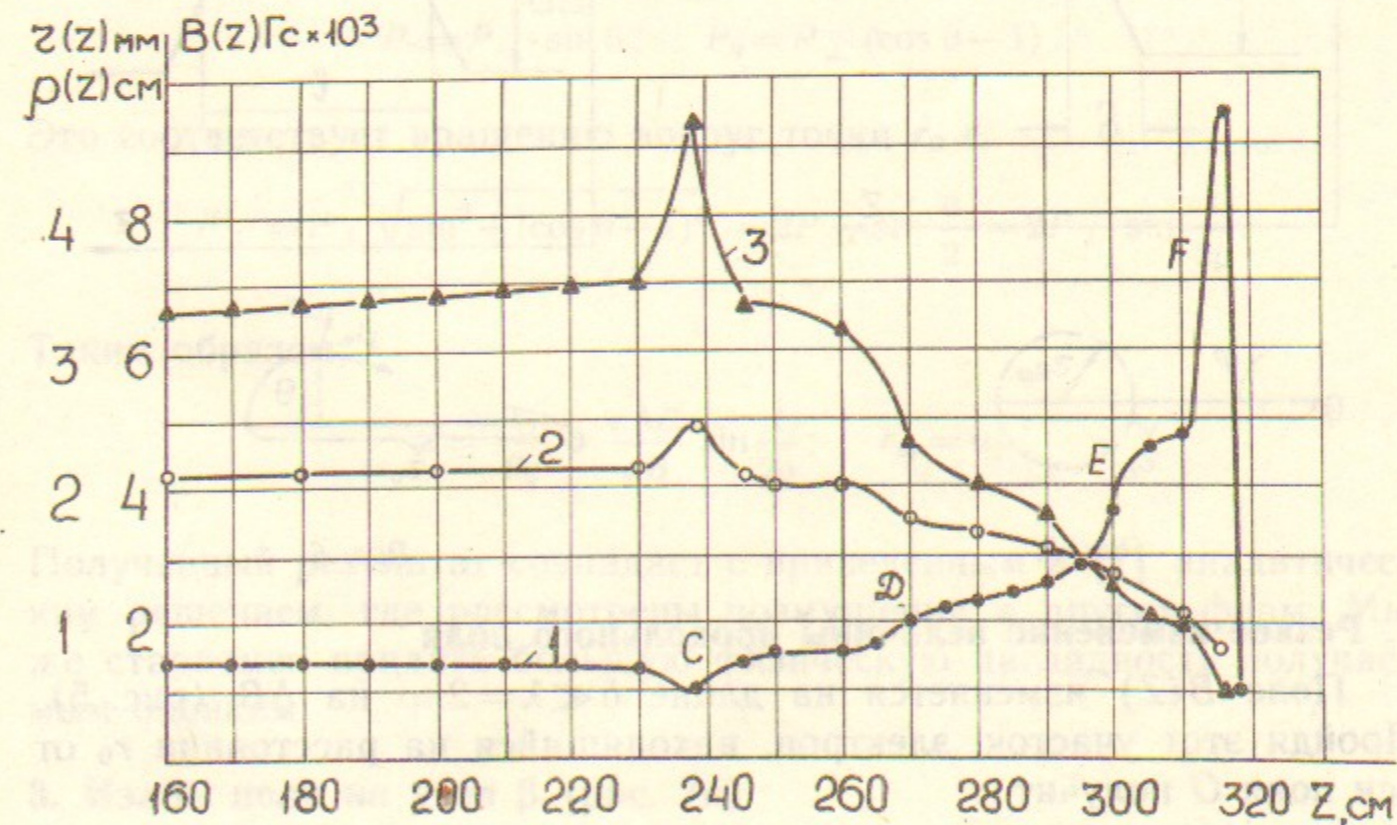
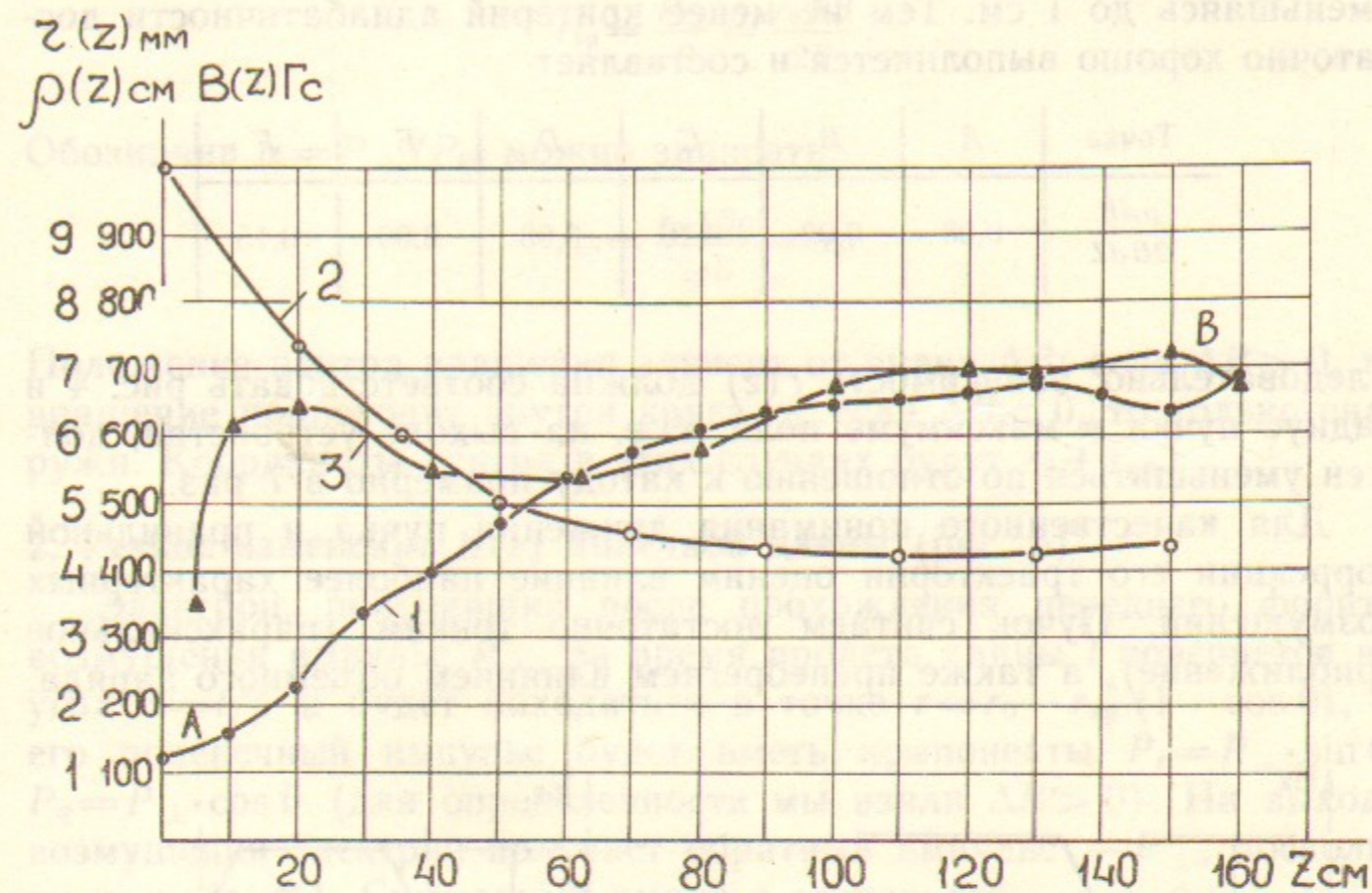


Рис. 4. Распределение продольного магнитного поля (1); ожидаемое уменьшение радиуса пучка (2); ларморовский радиус, соответствующий работе на энергии 1 МэВ (3).

уменьшаясь до 1 см. Тем не менее критерий адиабатичности достаточно хорошо выполняется и составляет

Точка	A	B	C	D	E	F
$\frac{\rho dB}{2B dZ}$	0,08	0,02	0,16	0,08	0,06	0,15

Следовательно, зависимость  $r(z)$  должна соответствовать рис. 4 и радиус пучка в максимуме поля, т. е. на выходе устройства, должен уменьшиться по отношению к катоду примерно в 7 раз.

Для качественного понимания движения пучка и правильной коррекции его траектории оценим влияние наиболее характерных возмущений. Пучок считаем достаточно тонким (параксиальное приближение), а также пренебрегаем влиянием объемного заряда.

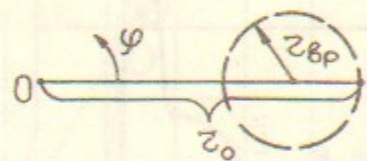
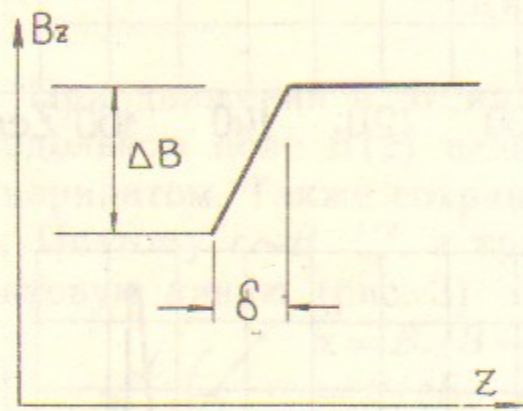


Рис. 5.

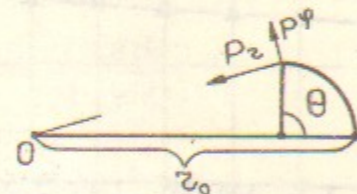
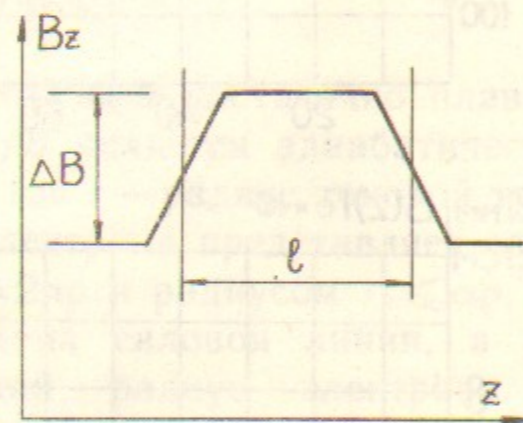


Рис. 6.

### 1. Резкое изменение величины продольного поля

Поле  $B(z)$  изменяется на длине  $\delta \ll \lambda = 2\pi\rho$  на  $\Delta B$  (рис. 5). Пройдя этот участок, электрон, находящийся на расстоянии  $r_0$  от оси поля  $O$  получит

$$P_{\perp} = eB_r \cdot \delta = \frac{er\Delta B}{2}$$

и начнет вращаться в плоскости  $(r, \varphi)$  с радиусом

$$r_{вр} = \frac{P_{\perp}}{eB_z} = \frac{r_0 \Delta B}{2B}$$

Обозначив  $\alpha = P_{\perp}/P_0$ , можно записать:

$$r_{вр} = \frac{r_0 \Delta B \rho}{2\rho B} = \alpha\rho.$$

Положение центра вращения зависит от знака  $\Delta B$ : если  $\Delta B > 0$ , то вращение происходит внутри круга  $r_0$ , если  $\Delta B < 0$ , то только снаружи. Координаты центра в этих случаях будут  $r_0 \pm r_{вр}$ .

### 2. Резкое изменение $B(z)$ конечной длины (рис. 6)

Электрон, получивший после прохождения переднего фронта возмущения импульс  $P_{\perp}$ , за время пролета длины  $l$  повернется на угол  $\theta = l/\rho$  и будет находиться в точке  $r = r_0 - r_{вр}(1 - \cos\theta)$ , а его поперечный импульс будет иметь компоненты  $P_r = P_{\perp} \cdot \sin\theta$ ,  $P_{\varphi} = P_{\perp} \cdot \cos\theta$  (для определенности мы взяли  $\Delta B > 0$ ). На выходе возмущения электрон получает обратный импульс  $-P_{\perp}$ , поскольку  $\alpha, r_{вр}/r_0 \ll 1$ . Суммарный импульс становится

$$P_r = P_{\perp} \cdot \sin\theta; \quad P_{\varphi} = P_{\perp} (\cos\theta - 1).$$

Это соответствует вращению вокруг точки  $r_0$  с

$$P'_{\perp} = P_{\perp} \sqrt{\sin^2 + (\cos\theta - 1)^2} = 2P_{\perp} \cdot \sin \frac{\theta}{2} = 2P_{\perp} \cdot \sin \frac{l}{2\rho}.$$

Таким образом,

$$\alpha = \frac{P'_{\perp}}{P_0} = \frac{r\Delta B}{\rho B} \sin \frac{l}{2\rho}; \quad r_{вр} = \alpha\rho.$$

Полученный результат совпадает с приведенным в [7] аналитическим решением, где рассмотрены возмущения и других форм. Мы же стараемся придать большую физическую наглядность получаемым оценкам.

### 3. Излом поля на угол $\beta$ (рис. 7а)

Эта ситуация соответствует движению электрона под углом  $\beta$  к магнитному полю. Тогда

$$P_{\perp} = \beta P_0, \quad \alpha = \frac{P_{\perp}}{P_0} = \beta, \quad r_{вр} = \beta r_0.$$

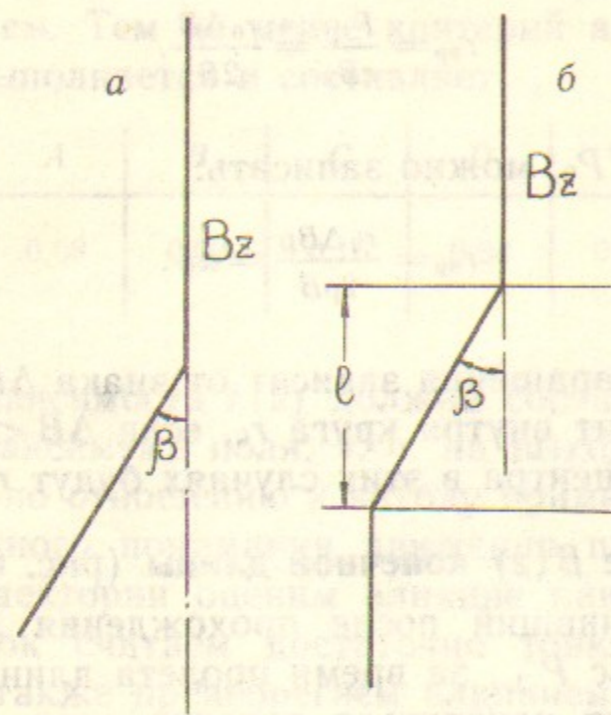


Рис. 7.

Центр вращения отстоит от  $r_0$  на величину  $r_{вр}$  в направлении, перпендикулярном излому.

#### 4. Излом поля на угол $\beta$ конечной длины — параллельный перенос (рис. 7б)

Аналогично п.2, учитывая поворот на угол  $\theta = l/\rho$ , легко получить

$$\alpha = \frac{P_{\perp}}{P_0} = \beta \sqrt{2 \left(1 - \cos \frac{l}{\rho}\right)} = 2\beta \sin \frac{l}{2\rho}, \quad r_{вр} = \alpha\rho.$$

Центр вращения совпадает с  $r_0$ .

#### 5. Дрейф под действием поперечной силы $F_y$

$$\bar{v}_{др} = \frac{1}{e} \frac{|F_y B|}{B^2}, \quad x = v_{др} \left(t - \frac{1}{\omega} \sin \omega t\right), \quad y = \frac{v_{др}}{\omega} (\cos \omega t - 1).$$

Переходя от  $\omega = eV/m$  к  $\rho = P/eV$  и  $t = l/v_0$ , где  $l$  — длина участка, на котором действует сила  $F_y$ , а  $v_0$  — продольная скорость, получим

$$x = \rho \frac{v_{др}}{v_0} \left(\frac{l}{\rho} - \sin \frac{l}{\rho}\right); \quad y = \rho \frac{v_{др}}{v_0} \left(\cos \frac{l}{\rho} - 1\right),$$

$$P_{\perp} = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} = mv_{др} \sqrt{2 \left(1 - \cos \frac{l}{\rho}\right)} = 2mv_{др} \cdot \sin \frac{l}{\rho}.$$

При движении по дуге окружности с радиусом кривизны  $R$ :

$$F_{\perp} = \frac{mv_{\perp}^2}{R}, \quad t = \frac{l}{v_0} = \frac{\varphi R}{\rho}.$$

Следовательно,

$$\frac{v_{др}}{v_0} = \frac{\rho}{R}; \quad x = \frac{\rho^2}{R} \left(\frac{\varphi\rho}{R} - \sin \frac{\varphi\rho}{R}\right); \quad y = \frac{\rho^2}{R} \left(\cos \frac{\varphi\rho}{R} - 1\right),$$

т. е. радиус циклоиды получается  $\rho^2/R$ , а величина дрейфа  $\varphi\rho$ . Приобретенный

$$P_{\perp} = \alpha P_0 = \frac{2\rho}{R} P_0 \sin \frac{\varphi\rho}{R}, \quad \alpha = \frac{2\rho}{R} \sin \frac{\varphi\rho}{R}.$$

Устремляя  $R$  к нулю и полагая  $\varphi = B$ , мы получим выражение для излома поля

$$\alpha = \frac{2\rho \beta R}{R 2\rho} = \beta.$$

#### 6. При движении в скрещенных полях $E_y, E_z, B_z$ (рис. 8):

$$F_{\perp} = e E_y, \quad v_{др} = C \frac{E_y}{B}.$$

Величина дрейфа составит

$$\Delta x = 2 \frac{l}{v_0} v_{др} = \beta\rho,$$

где  $\rho$  — текущий ларморовский радиус, а  $\beta$  — угол перекоса:  $\beta = E_y/E_z$ . Радиус циклоиды —  $\beta\rho^2/2l$ , а поперечный импульс

$$P_{\perp} = \alpha P_0 = \frac{\beta\rho}{l} P_0 \sin \frac{2l}{\rho}.$$

Можно утверждать, что движение в скрещенных полях по величине дрейфа эквивалентно движению по дуге окружности с радиусом кривизны  $R = 2l/\beta$ .

Если движение происходит в поле  $E_y, B_z$ , легко убедиться, что величина дрейфа будет

$$\Delta x = \frac{l v_{др}}{v_0} = \frac{l}{d} \frac{U_y}{U_0} \frac{\rho}{2},$$

где  $l$  — длина участка, на котором действует  $E_y = U_y/d$ ;  $U_y$  — разность потенциалов между пластинами с зазором  $d$ ;  $U_0$  — энергия до которой ускорены электроны. Эквивалентный радиус кривизны в этом случае

$$R = 2d \frac{U_0}{U_y}$$

#### ТРЕБОВАНИЯ К ПОЛЮ И ЮСТИРОВКЕ СИСТЕМЫ

Рассмотренных возмущений практически достаточно для анализа движения пучка. Поэтому рассмотрим возможные источники возмущений поля и сделаем оценку допустимой их величины. Будем исходить из реального распределения продольного магнитного поля, приведенного на рис. 4. В нем присутствуют два резких провала поля в местах стыковки соленоидов (точки  $B$  и  $C$ ). Полагая, что, проходя их не по центру, электроны получают максимальный угол, т. е.  $\sin(l/2\rho) = 1$ . Также считаем, что при перекосе оси ускорительной трубки относительно оси поля появляется  $B_{\perp} = \beta B_z$ , где  $\beta$  — угол перекоса. При смещении от оси на электрон действует параксиальное поле

$$B_r = \frac{r}{2} \frac{dB_z}{dz}$$

В устройстве имеются две измерительные диафрагмы: верхняя и нижняя (рис. 1). Удобно оценивать величину возмущений по смещению пучка в районе этих диафрагм. Допустимым считаем такое возмущение, под действием которого при изменении энергии пучок смещается на величину  $\Delta r \leq 0,5$  мм в верхней диафрагме и (или)  $\Delta r \leq 0,15$  мм в нижней.

**Параллельный сдвиг оси трубки и оси конического соленоида** (рис. 9). Электрон, смещенный от оси поля у катодного конца на величину  $\Delta r_k$ , на выходе трубки будет иметь

$$\Delta r = \Delta r_k \left( \frac{B_k}{B_0} \right)^{1/2}$$

Проходя на этом радиусе провал поля, он приобретает угол

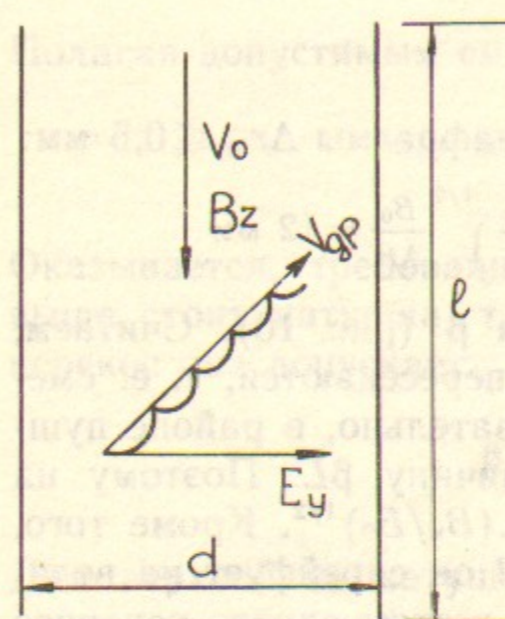


Рис. 8.

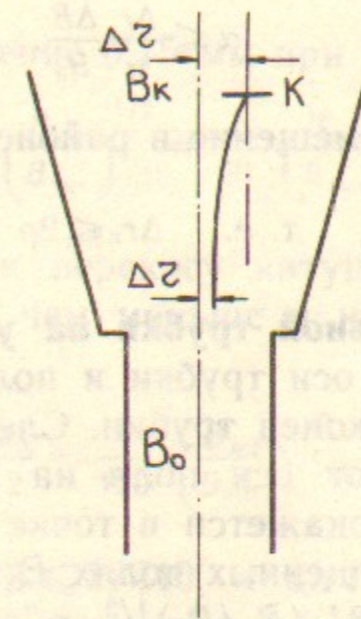


Рис. 9.

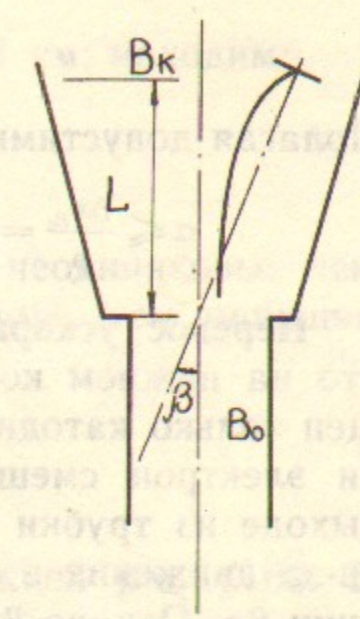


Рис. 10.

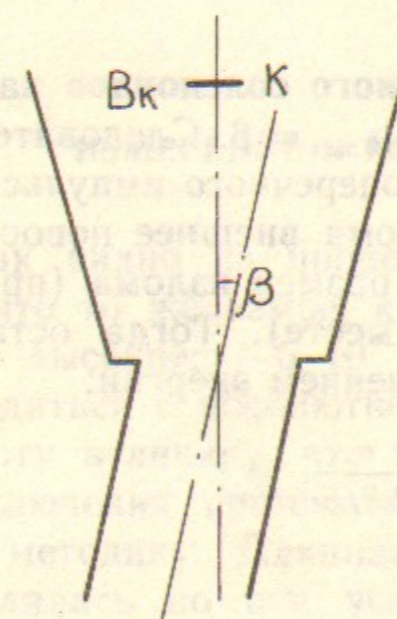


Рис. 11.

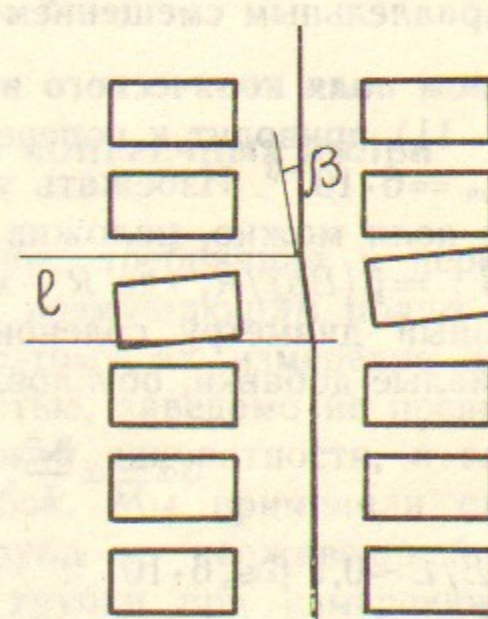


Рис. 12.



$$\alpha \leq \frac{\Delta r}{\rho} \frac{\Delta B}{B_0}$$

Полагая допустимым смещение в районе диафрагмы  $\Delta r_{B_0} \leq 0,5$  мм:

$$\alpha \leq \frac{\Delta r_{B_0}}{\rho} = \frac{1}{160}, \quad \text{т. е.} \quad \Delta r_k \leq 2\rho \left(\frac{B_0}{B_k}\right)^{1/2} \frac{B_0}{\Delta B} = 12 \text{ мм.}$$

**Переко́с ускорительной трубки на угол  $\beta$**  (рис. 10). Считаем, что на нижнем конце оси трубки и поля пересекаются, т. е. смещен только катодный конец трубки. Следовательно, в районе пушки электрон смещен от оси поля на величину  $\beta L$ . Поэтому на выходе из трубки он окажется в точке  $\beta L (B_k/B_0)^{1/2}$ . Кроме того, из-за движения в скрещенных полях  $E$  и  $B$  он сдрейфует на величину  $\beta\rho$ . Однако  $\beta\rho \ll \beta L (B_k/B_0)^{1/2}$ , т. е. и в этом случае основное увеличение поперечного импульса обусловлено провалом поля. Тогда, если  $\alpha \leq 1/160$ , то

$$\beta \leq \frac{\alpha\rho}{L} \left(\frac{B_0}{B_k}\right)^{1/2} \frac{B_0}{\Delta B} = 10^{-2}.$$

Таким образом, смещение катода от оси поля не должно превышать 12 мм независимо от того, чем оно вызвано: переко́сом или параллельным смещением трубки.

**Излом поля конического и прямолинейного соленоидов на угол  $\beta$**  (рис. 11) приводит к поперечным углам  $\alpha_{\max} = \beta$ . Следовательно,  $\beta \leq \alpha_{\text{доп}} = 6 \cdot 10^{-3}$ . Избежать увеличения поперечного импульса при изломе поля можно, наложив в месте излома внешнее поворотное поле  $B_{\perp} = \beta(B\rho)/R$ , где  $R$  — характерный размер излома (примерно равный диаметру соленоида в этом месте). Тогда остаются лишь малые добавки, обусловленные изменением энергии:

$$\Delta\alpha \simeq \alpha \frac{\Delta E}{E}, \quad \text{т. е.} \quad \beta \leq \frac{\alpha}{\Delta E/E}.$$

При  $\Delta E/E \sim 0,1$   $\beta \leq 6 \cdot 10^{-2}$ .

**Переко́с отдельной катушки** (рис. 12) в соленоиде выпускного устройства является возмущением типа параллельного переноса. Он вызывает смещение траектории на величину  $\beta l$ , где  $\beta$  — угол переко́са, а  $l$  — характерный размер, и увеличивает поперечные углы:

$$\alpha = 2\beta \sin \frac{l}{2\rho} \leq 2\beta.$$

Полагая допустимым смещение 0,15 мм при  $\rho = 1$  см, находим:

$$\alpha_k = \alpha_{\text{вых}} \left(\frac{B_{\text{кат}}}{B_{\text{вых}}}\right)^{1/2} = \frac{1}{60} \left(\frac{B_{\text{кат}}}{B_{\text{вых}}}\right)^{1/2}.$$

Оказывается, требования к переко́су катушки неодинаковы: чем выше стоит катушка, т. е. чем меньше в ней поле, тем меньший переко́с она допускает:

$$\beta \leq \frac{\alpha_k}{2} = \frac{1}{120} \left(\frac{B_{\text{кат}}}{B_{\text{вых}}}\right)^{1/2}.$$

Для верхней из катушек  $\beta \leq 1/240$ , а для нижней  $\beta \leq 1/100$ . В случае, если параллельное смещение обусловлено не переко́сом линзы, а внешним полем  $B_{\perp}$ , действующим на длине  $l$ , оценка остается точно такой же

$$B_{\perp} \leq \beta B_0 = \frac{1}{120} B \left(\frac{B}{B_{\text{вых}}}\right)^{1/2},$$

иначе

$$\frac{B_{\perp}}{B} \leq 10^{-2} \left(\frac{B}{B_{\text{вых}}}\right)^{1/2}.$$

#### ИЗМЕРЕНИЕ И КОМПЕНСАЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ПОЛЕЙ

Как видно из проделанных оценок, требования к переко́сам или, что то же самое, к поперечным возмущающим полям достаточно высокие:  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  от  $B_z$ . Поэтому их измерение должно проводиться с абсолютной погрешностью, заведомо не превышающей эту величину, что требует высокой аккуратности, а главное — исключения систематических ошибок. Мы применяли следующую методику. Длинная ( $\sim 6$  м) труба из нержавеющей стали укреплялась по оси ускорительной трубки при измерении поля конического соленоида, либо центрировалась по концам соленоидов — при измерении полей в прямолинейном отрезке и соленоиде выпускного устройства. Перемещение верхнего конца трубы позволяло определять угол излома осей и юстировать систему геометрически. Для измерения  $B_{\perp}$  внутрь первой трубы помещалась вторая, подвижная труба, на конце которой был жестко закреплен датчик магнитного поля типа М прибора Ш1-8. Длина подвижной трубы 160 см, а зазор между стенками не превышал 1 мм. Поле

$B_{\perp}$  определялось как полуразность показаний прибора при повороте подвижной трубы с датчиком вокруг вертикальной оси на  $180^{\circ}$ . Действительно, если существует перекося кристалла  $\beta$  относительно продольного поля, то прибор покажет величину:

$$B_{\text{приб}} = \beta B_z + B_{\perp}, \quad B'_{\text{приб}} = \beta B_z - B_{\perp}.$$

Таким образом,

$$B_{\perp} = \frac{B_{\text{приб}} - B'_{\text{приб}}}{2}.$$

Для исключения ошибок, вызванных непрямолинейностью, направляющая труба также поворачивалась на  $180^{\circ}$ , при этом  $\Delta B_{\perp}$  не превышало 1 Гс при  $B_z \sim 600$  Гс, что соответствует изгибу трубы не более  $10^{-3}$  или стрелке прогиба на полной длине — 2,5 мм. Проверка правильности измерений (своего рода калибровка) осуществлялась по параксиальному  $B_r$ , появляющемуся при смещении

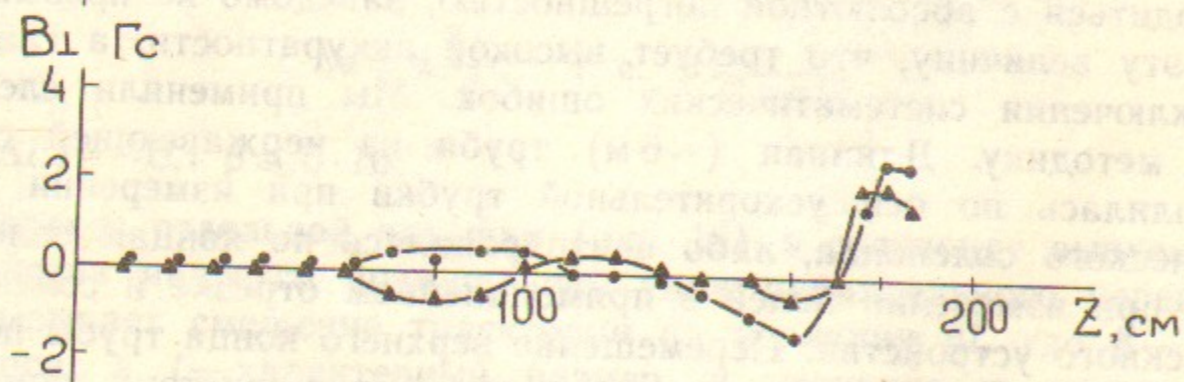
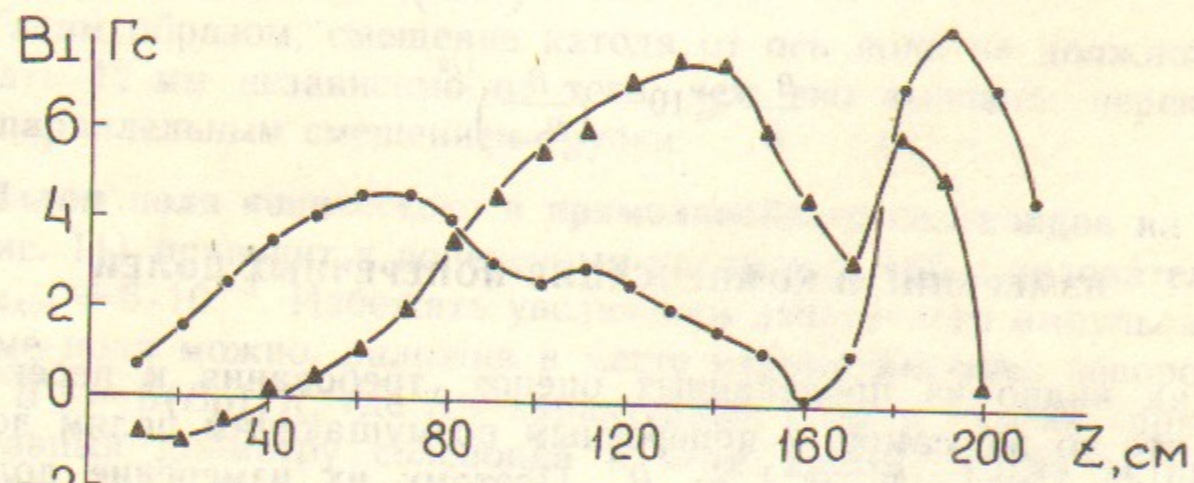


Рис. 13.  $B_{\perp}$  на оси системы:

1 — некорректированное; 2 — после коррекции.

направляющей трубы от оси поля, а также по полю корректирующих обмоток на прямолинейном отрезке. Принятые меры позволи-

ли обеспечить точность измерений  $\pm 0,7$  Гс. Результаты измерений приведены на рис. 13.

Показанное  $B_{\perp}$  на оси трубки является комбинацией полей: параксиального  $B_r$ , перекося трубки и поля обратного провода. Их наличие и величина в какой-то мере соответствуют ранее сделанным оценкам. Несколько неожиданным было обнаружение  $B_{\perp}$  на прямолинейном участке. Качественно эти поля мы объясняем влиянием обратного провода и конструктивными особенностями крайних витков этого соленоида. Поперечные поля в выпускном устройстве на участке нарастающего поля определяются только перекося катушек.

Важное значение имеет геометрическое положение оси магнитного поля. Этот параметр мы определяли также путем измерения  $B_{\perp}$ . При смещении датчика от оси появляется

$$B_{\perp} = \frac{r}{2} \frac{dB_z}{dZ}.$$

У катодного конца это поле носит монотонный характер, а в местах провалов  $B_z$  — осциллирует в соответствии с  $dB_z/dZ$ . При перемещении датчика на другую сторону оси эти поля меняют знак. Таким образом, на фоне внешних возмущающих полей можно выделить параксиальное  $B_r$ , а следовательно, и определить ось магнитного поля. Измерения показали, что на нижнем конце трубки ее ось совпадает с осью магнитного поля. А на катодном конце ось магнитного поля смещена от геометрической оси на 5 мм, что объясняется экранирующим действием стальных стенок котла выпрямителя и фидера.

При движении в системе с поперечными полями, приведенными на рис. 13, уже в районе верхней диафрагмы пучок смещается от оси на 15 мм и имеет углы  $\sim 2,5 \cdot 10^{-2}$ , что в несколько раз превышает допустимую величину. Отсюда следует необходимость уменьшения возмущающих полей. Для этого на внешней поверхности соленоидов укреплялись обмотки, создающие поперечные поля в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Схема их расположения приведена на рис. 14. Возмущающие поля в соленоиде выпускного устройства устранялись соответствующим наклоном катушек, создающих ведущее поле. Ток в корректирующих обмотках подбирался в процессе измерений, и впоследствии они были подключены непосредственно к соленоиду либо к его части. Результаты измерения  $B_{\perp}$  при включенных обмотках коррекции приведены на рис. 13.

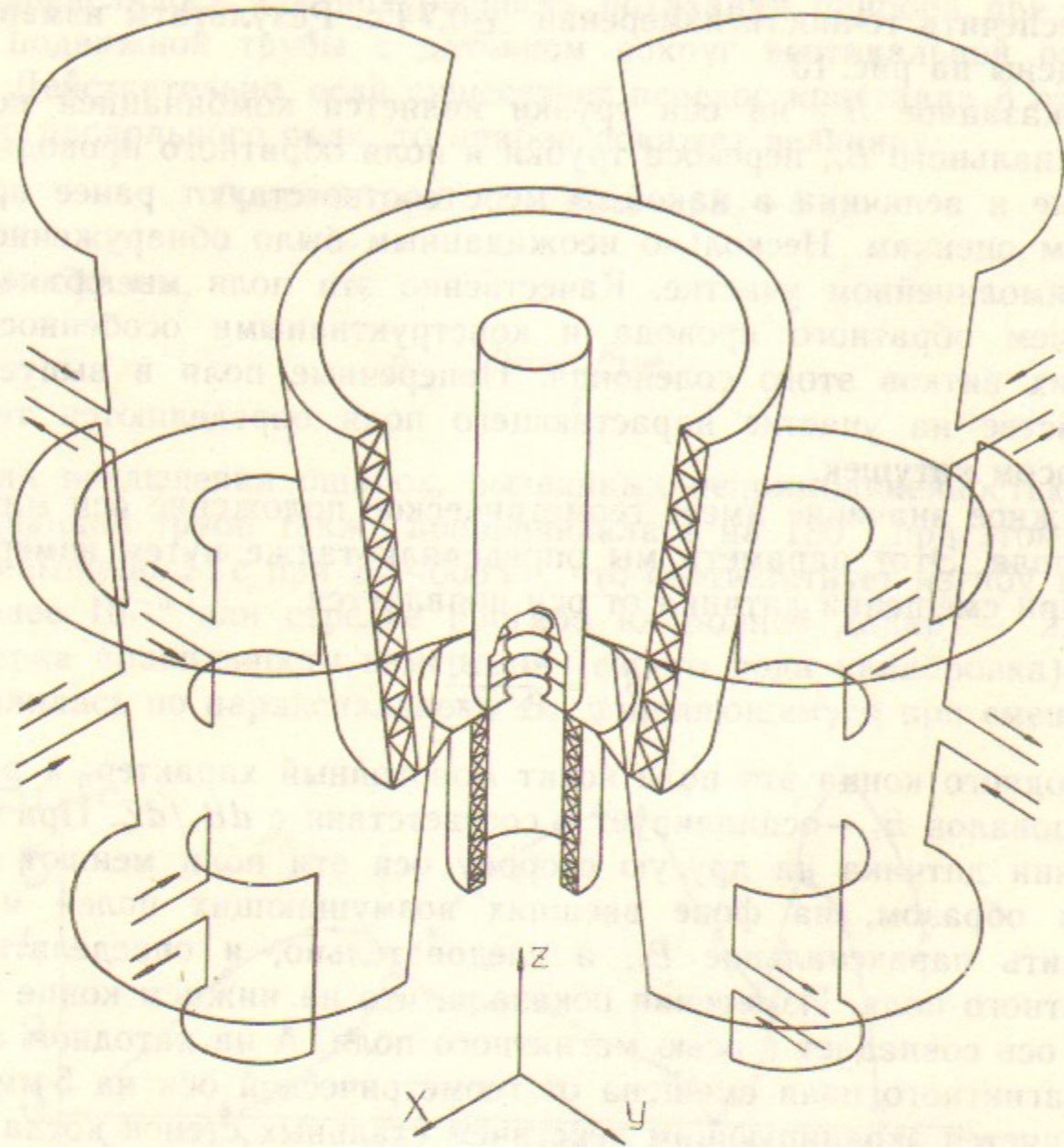


Рис. 14. Расположение обмоток, корректирующих  $B_{\perp}$ .

Оценки, проделанные для этого случая, дают в районе верхней диафрагмы положение пучка  $x=0 \pm 2$  мм,  $y=2 \pm 2$  мм и  $\alpha \leq (4 \pm 3) \cdot 10^{-3}$ . Неопределенность в 2 мм определяется точностью измерения  $B_{\perp}$ . Реально оказалось, что пучок приходит в точку  $x=2,5$  мм,  $y=4$  мм и имеет  $\alpha \leq 7 \cdot 10^{-3}$ , что свидетельствует о достаточной точности измерений поля и оценок влияния возмущающих полей. После дополнительной корректировки, проделанной уже по пучку, на выходе из устройства получено, что при изменении энергии в диапазоне от 0,8 до 1,0 МВ смещение пучка не превышает  $0,25$  мм  $\pm 0,1$ , а угол, соответственно,  $\alpha \leq 2,2 \cdot 10^{-2}$ . Эти параметры являются вполне приемлемыми.

Измерение размера пучка и определение положения его центра проводились с помощью двух диафрагм. Одна из них расположена перед входом в соленоид выпускного устройства, а другая — в максимуме поля  $B_z$ , их расположение показано на рис. 1. Диаметр отверстия у первой диафрагмы был 8 мм при диаметре пучка в этом месте 4 мм, а у второй 4 мм при размере пучка  $\approx 2$  мм. Пучок с помощью отклоняющих витков выводился на диафрагму. На рис. 15,а показано, как по току диафрагм определяются размер пучка и положение его центра.

Распределение плотности тока по радиусу пучка предполагали постоянным, при необходимости учитывали кривизну края отверстия диафрагмы. Измерения проводились при токах от 2 до 20 мкА, что позволяло применять неохлаждаемые диафрагмы. Этот ток на 5 порядков отличается от рабочего, поэтому необходимо быть уверенным, что эмитирует вся поверхность катода, а не отдельные точки. Для этого измерялся размер пучка в верхней диафрагме, когда поле  $B_z$  от катода до диафрагмы было постоянным, т. е. в однородном поле. В этом случае диаметр пучка оказывался неизменно равным диаметру катода. При работе в режиме компрессии из-за возмущений поля размер пучка осциллирует, но среднее значение с хорошей точностью совпадает с  $r_k \sqrt{B_k/B(z)}$ .

Информация, заключающаяся в измерениях положения пучка, позволяет не только оценить величину возмущений, но и определить их расположение, чего вполне достаточно для последующей компенсации возмущения. Для этого необходимо снять зависимость положения центра пучка от энергии при фиксированном поле либо от поля при фиксированной энергии. Практически полезнее первый вариант, так как именно эта ситуация имеется в действительности: поле постоянно, а энергия (ускоряющее напряжение) пульсирует. Если электрон получает импульс  $P_{\perp}$  то он начинает вращаться в поле  $B_z$  с радиусом

$$\frac{P_{\perp}}{P_{\parallel}} \rho = \alpha \rho.$$

За время пролета участка длиной  $L$  угол поворота составит

$$\frac{lB}{m} \frac{L}{v} = \frac{L}{\rho}.$$

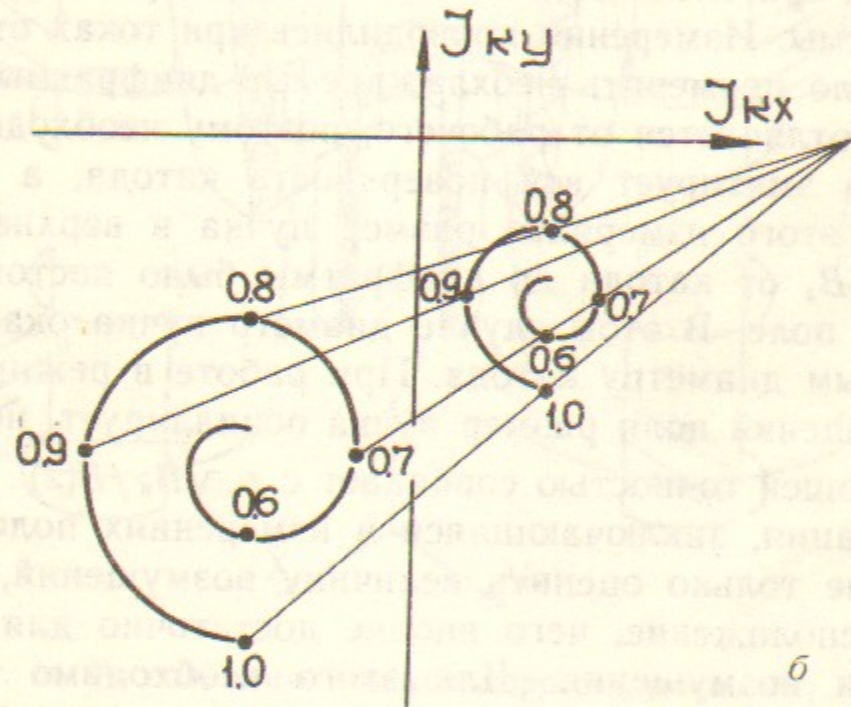
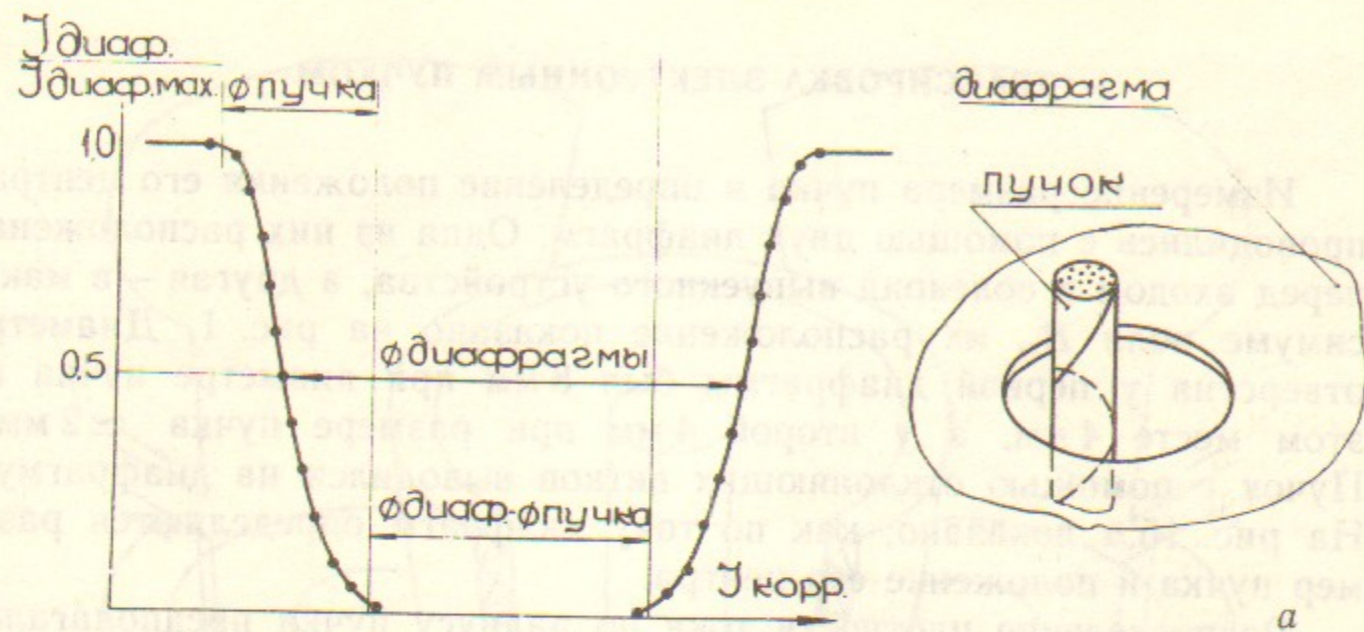


Рис. 15. К определению размера и положения центра пучка (а) и определение расстояния до точки возмущения и величины тока коррекции (б).

При изменении энергии меняется  $\rho$  и  $r_{вр} = \alpha\rho$ , поэтому траектория центра пучка в плоскости  $r, \varphi$  при фиксированном  $Z$  и изменяющейся энергии является сходящейся спиралью, как это показано на рис. 15,б. Измерив разность фаз для двух энергий, можно сразу же определить расстояние  $L$  от источника возмущения до точки измерения:

$$\varphi_1 = \frac{L}{\rho_1}, \quad \varphi_2 = \frac{L}{\rho_2}, \quad \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = L \left( \frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right), \quad L = \frac{\Delta\varphi \rho_1 \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}.$$

Если величина  $\rho$  не остается постоянной на длине  $l$ , нужно использовать  $\bar{\rho} = \bar{V}/V\rho$ .

После выяснения местоположения возмущения можно приступить к его компенсации. По радиусу спирали  $\alpha\rho$  определяется величина возмущения и оценивается необходимый ток корректирующих витков. Далее подается ток в корректирующие обмотки и вновь проводятся измерения положения центра пучка. Величина тока коррекции может быть любой, необходимо лишь, чтобы она составляла заметную часть от расчетного значения. Результаты обоих измерений (с коррекцией и без нее) откладываются на одном и том же листе, а точки, соответствующие одинаковой энергии, соединяются прямыми. Пересечение этих прямых как раз и произойдет в точке, где возмущающее поле должно быть полностью компенсировано. Это показано на рис. 15,б. Заметим, что при компенсации возмущений «по пучку» метод очень эффективен и нагляден.

Во всех ранее рассмотренных ситуациях компенсация возмущений осуществлялась наложением внешних полей, противоположных возмущающим. При этом она происходит на любой энергии электронов. Если ограничить диапазон изменения энергии, то возмущающее и компенсирующее поля могут быть пространственно разнесены. Действительно: если расстояние между возмущением и его коррекцией  $L$ , электрон, получивший  $P_{\perp}$  от возмущения, в точке коррекции будет иметь

$$P_r = P_{\perp} \cos \frac{L}{\rho}, \quad P_{\varphi} = P_{\perp} \sin \frac{L}{\rho}.$$

Это означает, что компенсирующее поле должно быть повернуто на угол  $\theta = L/\rho$ . Если энергия меняется, меняется и  $\theta$ , поэтому появляется некомпенсированный импульс

$$\Delta P_{\perp} = P_{\perp} \sin \Delta\theta = P_{\perp} \Delta\theta = P_{\perp} \theta \frac{\Delta\rho}{\rho}.$$

При  $U_0 \approx 1,0$  МВ  $\Delta\rho/\rho \approx 0,7 \Delta E/E$ . Полагая  $\theta = \pi$  и  $\Delta E/E = 0,1$ , находим

$$\frac{\Delta P_{\perp}}{P_{\perp}} = 0,7 \cdot \theta \frac{\Delta E}{E} = 0,2,$$

т. е. даже при сдвиге на  $L = \pi\rho$  возможно 5-кратное уменьшение поперечных углов. Любопытно, что при изменении энергии траек-

тория положения центра пучка в плоскости  $r, \varphi$  также оказывается похожей на спираль, раскручивающуюся при удалении по энергии от точки полной компенсации.

#### ВЫВОД В АТМОСФЕРУ ТОКОВ ДО 50 мА

Приведенные выше оценки, а также результаты трассировки и измерений уменьшения размера пучка нарастающим продольным полем, сделанные в вакууме, показали возможность вывода в атмосферу адиабатически сжатого электронного пучка. Однако для большей уверенности был необходим реальный эксперимент. Поэтому, не дожидаясь окончания изготовления мощного выпрямителя, мы решили использовать имеющийся в наличии источник питания от ускорителя ЭЛВ-4 с напряжением 1 МВ и током 50 мА. Работа строилась таким образом, чтобы в дальнейшем, для мощного пучка, с минимальными переделками применить то же самое выпускное устройство, заменив лишь стыкуемый с ним высоковольтный выпрямитель и насосы систем дифференциальной откачки. Поскольку максимальный ток 50 мА все еще на порядок отличается от требуемых 0,5—1,0 А, основной задачей эксперимента являлась проверка принципиальной возможности вывода в атмосферу пучка подобным образом. Одновременно проверялось и соответствие измерений, сделанных при высоком вакууме в ступенях, реальному поведению пучка. Такой подход позволил упростить и систему дифференциальной откачки. Так в 1-й ступени использовались менее мощные насосы с производительностью 40 л/с вместо 160. Это предполагает нормальную работу системы в будущем даже при увеличении диаметра выходного отверстия вдвое.

В результате сделанных экспериментов мы убедились, что размеры отверстий в диафрагмах близки к ожидаемым по расчету, а результаты измерений, сделанных при токах  $\sim 10$  мкА, справедливы и для токов до 50 мА. Максимальный выпущенный ток составил 50 мА, а стационарный режим — 1,0 МэВ  $\times$  40 мА. При этом размер отверстия в выходной диафрагме оказался  $\approx 2$  мм при ожидаемом 1,5.

Принципиальным для работы всей установки является вопрос о величине потока ионов из выпускного устройства в ускорительную трубку. В чем проявляется негативное влияние ионов на работу трубки? Ускоренные ионы, ударяясь об электроды, вызывают ион-электронную эмиссию. Рожденные вне пучка электроны уско-

ряются, попадают на металлические поверхности и генерируют новые ионы. Таким образом, развиваются обменные процессы, приводящие к перераспределению потенциала по трубке и даже ее пробое. В экспериментах по рекуперации при вакууме  $\approx 10^{-8}$  Па мы убедились, что ионы, образующиеся в трубке при ускорении токов вплоть до 1 А, не оказывают влияния на поведение ускорительной трубки [6].

При выпуске пучка в атмосферу ситуация кардинально меняется. Поток ионов резко увеличивается, поскольку пучок движется в ступенях с низким вакуумом, а магнитное поле препятствует уходу ионов на стенки канала. В данной работе мы не будем касаться эволюции и динамики ионного пучка, а лишь отметим, что, если не принимать никаких мер, поток ионов в трубку может достигать  $\sim 10^{-4}$  от тока пучка. При токах пучка до 50 мА такое количество ионов не снижает электрическую прочность трубки катастрофически, но заметно влияет на ее работу. Так, при управлении током пучка в режиме «3/2» переключателем, запитанным от делителя трубки, наблюдается самопроизвольное увеличение тока пучка. Суть этого эффекта заключается в следующем: и ионы, и выбитые ими электроны приводят к увеличению тока верхнего конца делителя трубки, т. е. к увеличению управляющего потенциала, а следовательно, и тока пучка. Это приводит к дальнейшему увеличению количества ионов и тем самым срабатывает положительная обратная связь, дающая неограниченное и неконтролируемое увеличение тока пучка.

Для токов  $\sim 1$  А эта проблема выглядит еще серьезнее. В процессе работы нами были проверены различные методы, уменьшающие поток ионов: сетка с запирающим потенциалом, поперечное электрическое поле, реверс магнитного поля в **О-образном магните**. Все они, в той или иной мере, работают, но окончательный вывод об эффективности можно сделать лишь после экспериментов с амперным пучком.

Таким образом, экспериментально подтверждена возможность вывода в атмосферу электронного пучка, сжатого адиабатически нарастающим продольным магнитным полем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вейс М.Э., Корабельников Б.М., Куксанов Н.К., Качалов П.И., Салимов Р.А., Черепков В.Г. Ускорители электронов серии ЭЛВ мощностью до 90 кВт. — Тез. докл. Шестого Всесоюзн. совещ. по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Ленинград, 1988. — М.: ЦНИИ Атоминформ, с.10.
2. Салимов Р.А., Куксанов Н.К., Черепков В.Г. Выпуск в атмосферу развернутого электронного пучка с током до 100 мА. — ПТЭ, 1988, № 4, с.20—22.
3. Горбунов В.А., Куксанов Н.К., Салимов Р.А., Черток И.Л. Выпуск в атмосферу концентрированного пучка электронов мощностью до 60 кВт на ускорителе ЭЛВ-4. — Докл. III Всесоюзн. совещ. по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Ленинград, НИИЭФА, 1979, т.1, с.122.
4. Гусев О.Н. и др. Малогабаритная система формирования поля облучения ускоренными электронами. — Атомн. эн., 1984, т.56, вып.5, с.311—312.
5. Veis M.E., Kukhanov N.K., Korabelnikov B.M., Salimov R.A. et al. Electron Beam with Energy 1 MeV in the Recuperation Regime. — European Particle Accelerator Conference: EPAC, Rome, 1988. — Singapore e. a. World Sci., 1989, v.2, p.1500.
6. Вейс М.Э., Куксанов Н.К., Корабельников Б.М., Салимов Р.А. Исследование электрической прочности погруженной в магнитное поле ускорительной трубки с током 1 А. — Тез. докл. Шестого Всесоюзн. совещ. по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Ленинград, 1988. — М.: ЦНИИ Атоминформ с.31.
7. Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Салимов Р.А. Запуск установки для экспериментов по электронному охлаждению. — Препринт ИЯФ СО АН СССР 72-70. Новосибирск, 1970.

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

*Н.К. Куксанов, Р.А. Салимов, С.Н. Фадеев*

### Устройство для вывода в атмосферу адиабатически сжатого интенсивного электронного пучка

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 9 января 1991 г.  
Подписано в печать 9 января 1991 г.  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.  
Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ № 3.

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.