



В.А.Петухов, И.Габанец, А.А.Журавлев, М.Кармасин,
 В.И.Котов, Э.А.Мяэ, Ю.Л.Обухов, В.Сохор, Ю.Цирак,
 Ф.Бенда, И.Добиаш, М.Марек, Л.В.Светов, Т.Фукатко

572

КОЛЬЦЕВОЙ ФАЗОТРОН
 С РАДИАЛЬНЫМИ СЕКТОРАМИ

*ИЭТФ, 1961, т. 31, в. 10,
 стр. 1253-1261.*

В.А.Петухов, И.Габанец, А.А.Журавлев, М.Кармасин,
В.И.Котов, Э.А.Мяз, Ю.Л.Обухов, В.Сохор, Ю.Цирак,
Ф.Бенда, И.Добиаш, М.Марек, Л.В.Светов, Т.Фукатко

КОЛЬЦЕВОЙ ФАЗОТРОН
С РАДИАЛЬНЫМИ СЕКТОРАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

894/3 чф.

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
§ 1. Введение	3
§ 2. Основы теории	5
§ 3. Конструкция ускорителя	15
1. Общая конструкция	15
2. Конструкция электромагнита	17
3. Вакуумная система	19
4. Система инжекции	19
5. Система индукционного ускорения и "форсировка"	21
6. Генераторы высокой частоты	24
7. Электронное управляющее устройство	25
§ 4. Магнитное поле и его характеристики	
1. Магнитное поле	31
2. Магнитные измерения	36
§ 5. Запуск ускорителя	
1. Индикация пучка в камере ускорителя	39
2. Эксперименты	40
З а к л ю ч е н и е	44
П р и л о ж е н и е	48
Л и т е р а т у р а	49

В в е д е н и е

Идея кольцевого фазотрона - сильнофокусирующего ускорителя с постоянным во времени магнитным полем - была высказана еще в начале 1953 года ¹ и независимо в 1955 году ². Электромагнит этого ускорителя, также как и обычного сильнофокусирующего синхротрона, состоит из отдельных секторов с большим градиентом магнитного поля. Однако, в отличие от синхротрона с жесткой фокусировкой, поля в соседних секторах имеют противоположное направление и по абсолютной величине могут нарастать либо от центра магнитной системы /прямой вариант/, либо к ее центру /обращенный вариант/. Благодаря такой конфигурации магнитного поля удастся сосредоточить в сравнительно узком кольце орбиты частиц с малой и очень большой энергией и обеспечить устойчивость движения по этим орбитам.

Поскольку в соседних секторах магнитное поле направлено в противоположные стороны, в одном из них /прямом/ частицы заворачиваются к центру, а в другом /обратном/, наоборот, от центра ускорителя. В соответствие с этим центры кривизны мгновенной орбиты в соседних секторах будут расположены по обе стороны от нее. Если рассматривать магнитное поле относительно этих центров кривизны, то окажется, что в прямом и обратном секторах оно имеет различные по знаку показатели спадания n . Следовательно, при своем движении в таком магнитном поле частицы будут испытывать по каждому из направлений /радиальному и вертикальному/ попеременно то фокусировку, то дефокусировку, так же как это имеет место в обычном сильнофокусирующем ускорителе. Для обеспечения одновременной фокусировки частиц в обоих направлениях азимутальные размеры обратных секторов электромагнита не должны сильно отличаться от размеров прямых секторов. В результате размеры установки в практически интересных для нас случаях оказываются больше /в 3 - 6 раз/ размеров обычного сильнофокусирующего ускорителя, рассчитанного на ту же энергию. Эта особенность кольцевого фазотрона характеризуется, так называемым, коэффициентом увеличения установки, представляющим отношение максимального радиуса орбиты к ее минимальному радиусу кривизны. Большая величина коэффициента увеличения является неизбежным недостатком данного ускорителя.

Для нормальной работы кольцевого фазотрона недостаточно обеспечить только устойчивое движение частиц по мгновенным орбитам. Необходимо также потребовать, чтобы частоты свободных колебаний оставались постоянными /в пределах заданных допусков/ в течение всего цикла ускорения. В противном случае возможность приближения частот к резонансным значениям или прохождения их будет вести за собою потери частиц в процессе их ускорения. Совокупность мгновенных орбит, около которых происходят свободные колебания частиц с одинаковыми частотами, называют динамически подобными. Требованию динамического подобия орбит удовлетворяет магнитное поле вида ^{3, 4}

$$H = H_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^K f(\theta) \quad \text{при} \quad K = \text{const}, \quad (1.1)$$

где z_0 - некоторый фиксированный радиус, H_0 - значение поля на этом радиусе при некотором значении азимутального угла $\theta = \theta_0$, K - средний показатель поля, причем $K > 0$ соответствует прямому варианту, а $K < 0$ - обращенному варианту кольцевого фазотрона.

Кольцевой фазотрон обладает рядом преимуществ по сравнению с обычным сильнофокусирующим синхротроном. Основное из них - большая эффективность работы установки. Это связано с тем, что частота повторения ускоренных порций частиц определяется здесь не длительностью циклов воспроизведения магнитного поля, как в синхрофазотроне, а периодом модуляции частоты ускоряющего электрического поля, который может быть сделан существенно меньше. Благодаря этому, а также возможности осуществления различных режимов накопления последовательно ускоряемых порций частиц, кольцевой фазотрон является весьма перспективным для решения проблемы "встречных пучков" ^{5,6,7}.

В настоящее время развитие сильнофокусирующих ускорителей с постоянным во времени магнитным полем находится на стадии создания различного рода моделей, которые позволяют проводить всестороннее исследование поведения пучка частиц в подобных машинах ⁸ и различных вариантов его накопления /результаты проверки одного из них изложены в ⁹/. В Объединенном институте ядерных исследований сконструирована и запущена модель кольцевого фазотрона с радиальными секторами. Теоретические представления, положенные в основу ее создания, описание различных узлов установки и эксперименты, проведенные при запуске, составляют содержание данной работы.

§ 2. Основы теории

В магнитном поле типа /1.1/ линеаризованные уравнения свободных колебаний имеют вид 8, 10, 11

$$\begin{cases} X'' + \left[\frac{1}{\varrho^2} + \frac{\kappa}{R\varrho} \cos \varphi + \frac{1}{\varrho F(\sigma)} \frac{dF}{d\sigma} \operatorname{tg} \varphi \right] X = 0 \\ Z'' - \left[\frac{\kappa}{R\varrho} \cos \varphi + \frac{1}{\varrho F(\sigma)} \frac{dF}{d\sigma} \operatorname{tg} \varphi \right] Z = 0 \end{cases} \quad /2.1/$$

Дифференцирование здесь и в дальнейшем ведется по длине дуги σ , отсчитываемой вдоль мгновенной орбиты. В уравнениях введены следующие обозначения: ϱ - радиус кривизны орбиты; $R(\sigma)$ - радиус мгновенной орбиты; φ - угол между нормалью к орбите и радиусом вектором $\vec{R}(\sigma)$; X, Z - отклонения частиц в радиальном и вертикальном направлениях; $F(\sigma) = (R(\sigma)/r_0)^2 f(\theta)$ - вариация поля вдоль орбиты. Член $\frac{1}{\varrho F(\sigma)} \frac{dF}{d\sigma} \operatorname{tg} \varphi$ определяет краевую фокусировку и всегда отрицателен, так что он приводит к дополнительной фокусировке в Z - направлении и дефокусировке в X - направлении. Остальные члены в квадратных скобках ответственны за фокусировку /дефокусировку/ в секторах. Параметры орбиты R и φ связаны между собой уравнением ¹⁰

$$u' + \frac{i}{\varrho} u = i, \quad /2.2/$$

где

$$u(\sigma) = R e^{-i\varphi}$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$u(\sigma) = A e^{-i \int \frac{d\sigma}{\varrho}} + i e^{-i \int \frac{d\sigma}{\varrho}} \int e^{i \int \frac{d\sigma}{\varrho}} d\sigma \quad /2.3/$$

A - комплексная постоянная интегрирования.

При решении уравнений /2.1/ будем исходить из того, что мгновенная орбита составлена из дуг окружностей радиуса ϱ_0 в прямом и $-\varrho_0$ в обратном секторах, а в промежутке представляет отрезок прямой. Такую форму орбиты можно осуществить, если создать магнитное поле, распределенное вдоль орбиты следующим образом:

$$F(\delta) = \begin{cases} 1 & \text{в прямом секторе} \\ 0 & \text{в промежутке} \\ -1 & \text{в обратном секторе} \end{cases} \quad /2.4/$$

Конечно этот случай представляет некоторое приближение к реальным условиям, но рассмотрение его позволяет установить общие закономерности движения частиц в кольцевом фазотроне.

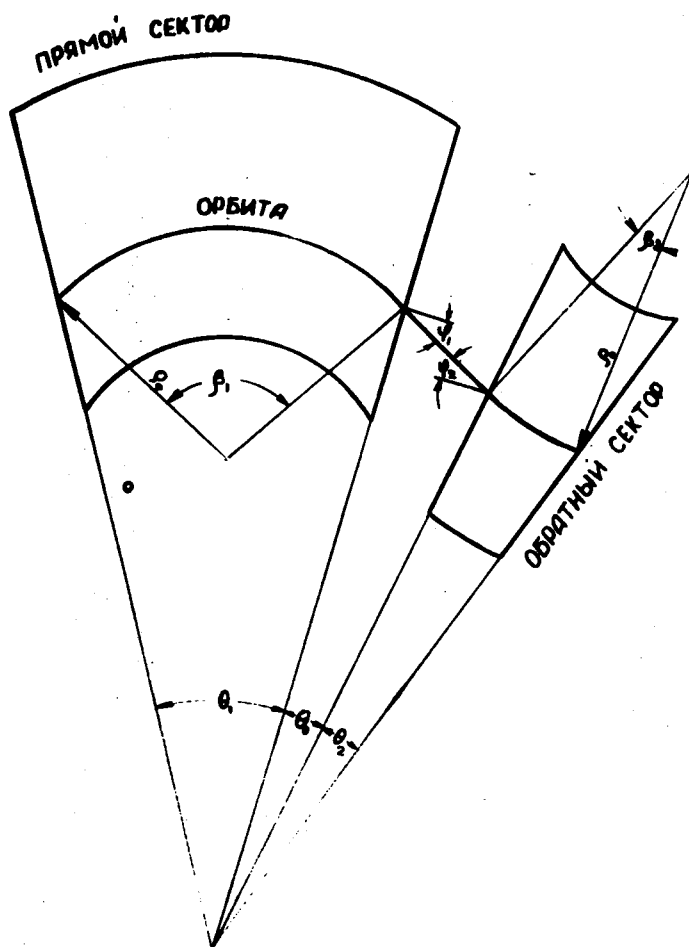


Рис. 1. Геометрия орбиты и обозначения.

Угловые параметры орбиты в данном случае /рис. 1/ связаны соотношениями:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi_1 = \frac{1}{2}(\beta_1 - \theta_1) \\ \varphi_2 = \frac{1}{2}(\beta_2 + \theta_2) \\ \theta_0 = \varphi_1 - \varphi_2 \\ \beta_1 - \beta_2 = \theta_1 + \theta_2 + 2\theta_0 = \frac{2\pi}{N} \end{array} \right. \quad /2.5/$$

где N - число элементов периодичности, φ_1 и φ_2 - углы между касательными к орбите на краях прямого и обратного секторов и нормальными к их срезам; $\theta_1, \theta_2, \theta_0$ - угловые растворы относительно центра установки прямого, обратного секторов и прямолинейного промежутка соответственно; β_1 и β_2 - углы поворота равновесной частицы относительно центров кривизны в прямом и обратном секторах.

Введем также величины, характеризующие относительную длину орбиты в прямом / l_1 / , обратном / l_2 / секторах и прямолинейном промежутке / l_0 / так, что

$$l_1 + l_2 + 2l_0 = 1. \quad /2.6/$$

Тогда коэффициент увеличения установки будет равен

$$C = \frac{1}{l_1 - l_2} \quad /2.7/$$

и

$$\beta_1 = \frac{2\pi C l_1}{N}; \quad \beta_2 = \frac{2\pi C l_2}{N}; \quad \delta = \frac{2\pi C l_0}{N}, \quad /2.8/$$

где δ - длина орбиты в промежутке, деленная на l_0 , β_1 и β_2 связаны с угловыми растворами секторов следующими соотношениями:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_1}{2} = \frac{\sin \beta_1/2}{C\alpha_1 - 1 + \cos \beta_1/2}; \quad \operatorname{tg} \frac{\theta_2}{2} = \frac{\sin \beta_2/2}{C\alpha_2 + 1 - \cos \beta_2/2} \quad /2.9/$$

Здесь α_1 и α_2 определяются из /2.3/ и равны:

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{R_{\max}}{c \varrho_0} = \left\{ 1 - 2\ell_2 \left(1 - \frac{\sin \beta_2/2}{c\ell_2 \sin \pi/N} \right) - 2\ell_0 \left(1 - \frac{\cos \beta_2/2}{N/\pi \sin \pi/N} \right) \right\} \\ \alpha_2 = \frac{R_{\min}}{c \varrho_0} = \left\{ 1 - 2\ell_1 \left(1 - \frac{\sin \beta_2/2}{c\ell_1 \sin \pi/N} \right) - 2\ell_0 \left(1 - \frac{\cos \beta_2/2}{N/\pi \sin \pi/N} \right) \right\} \end{cases} \quad /2.10/$$

При решении уравнений /2.1/ разумно предположить, что локальный показатель поля на орбите

$$\eta = -\frac{\varrho}{H} \left(\frac{dH}{dx} \right) = -\frac{\varrho}{F(\delta)} \left\{ \frac{K}{R} F(\delta) \cos \varphi + \frac{dF}{d\delta} \operatorname{tg} \varphi \right\} \quad /2.11/$$

постоянен в пределах каждого сектора и равен среднему /вдоль орбиты/ значению для данного сектора. Тогда уравнения движения /2.1/ примут вид:

$$\begin{cases} X'' + \left[\frac{F(\delta) + \eta_{1,2}}{\varrho_0^2} F(\delta) + \frac{dF}{d\delta} \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\varrho_0} \right] X = 0 \\ Z'' + \left[\frac{\eta_{1,2}}{\varrho_0^2} F(\delta) + \frac{dF}{d\delta} \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\varrho_0} \right] Z = 0, \end{cases} \quad /2.12/$$

где индекс 1 относится к прямому, а индекс 2 - к обратному секторам, $\eta_{1,2}$ - абсолютные величины средних значений локального показателя поля. $\eta_{1,2}$ определяются из /2.11/ и /2.3/ и равны

$$\eta_{1,2} = \frac{K}{2} \left[1 - \frac{4}{\varrho_{1,2}} \operatorname{arctg} \left(\frac{c\alpha_{1,2} - 2 \operatorname{tg} \frac{\beta_{1,2}}{4}}{c\alpha_{1,2}} \right) \right] \quad /2.13/$$

В частности, для больших N значения $\eta_{1,2}$ очень близки к значениям локального показателя поля в серединах прямого / $K/c\alpha_1$ / и обратного / $K/c\alpha_2$ / секторов. Величина $\frac{dF}{d\delta}$ в /2.12/ отлична от нуля только на краях секторов, где она пропорциональна δ - функции с соответствующим знаком. Уравнения /2.12/, как и исходные, являются уравнениями типа Хилла. Согласно теории Флоке ¹² их общие решения имеют вид:

$$\left. \begin{matrix} x \\ z \end{matrix} \right\} = K_{x,z} \Psi_{x,z}(\sigma) e^{i M_{x,z} m} + \text{K.C.} \quad /2.14/$$

Здесь $K_{x,z}$ - комплексные постоянные, зависящие от начальных условий, $\Psi_{x,z}(\sigma)$ - функции Флоке, имеющие период равный элементу периодичности, $M_{x,z}$ - характеристические числа, m - номер элемента периодичности.

Элемент периодичности состоит из следующих участков: прямой сектор - край прямого сектора - промежуток - край обратного сектора - обратный сектор - край обратного сектора - промежуток - край прямого сектора. На каждом участке элемента периодичности решения уравнений /2.12/ известны, и задача сводится в основном к нахождению величин $M_{x,z}$, определяющих частоты бетатронных колебаний ν_x и ν_z :

$$\nu_{x,z} = \frac{N M_{x,z}}{2\pi}. \quad /2.15/$$

Используя методику, аналогичную применяемой в обычных сильнофокусирующих ускорителях, для $\cos M_x$ и $\cos M_z$ найдем ¹⁰

$$\begin{aligned} \cos M_{x,z} = & A_{x,z} \operatorname{ch} \alpha_{2,3} \cos \alpha_{1,y} + (B_{x,z} - C_{x,z}) \operatorname{ch} \alpha_{2,3} \sin \alpha_{1,y} + \\ & + (D_{x,z} + E_{x,z}) \operatorname{sh} \alpha_{2,3} \cos \alpha_{1,y} + \frac{1}{2} (I_{x,z} + G_{x,z} - M_{x,z} - F_{x,z}) \operatorname{sh} \alpha_{2,3} \sin \alpha_{1,y} \end{aligned} \quad /2.16/$$

где индексы 1,2 у α относятся к радиальному, а индексы 3,4 - к вертикальному движению и

$$\alpha_1 = (1+n_1)^{1/2} \beta_1; \quad \alpha_2 = (n_2-1)^{1/2} \beta_2; \quad \alpha_3 = n_1^{1/2} \beta_1; \quad \alpha_4 = n_2^{1/2} \beta_2.$$

Коэффициенты перед тригонометрическими и гиперболическими функциями в /2.16/ зависят от $n_{1,2}$; $\beta_{1,2}$; δ , и их выражения приведены в приложении. Значения частот $\nu_{x,z}$, рассчитанные по формулам /2.15/ и /2.16/ для случая $K = 4$, $N = 8$ приведены на графиках рис. 2.

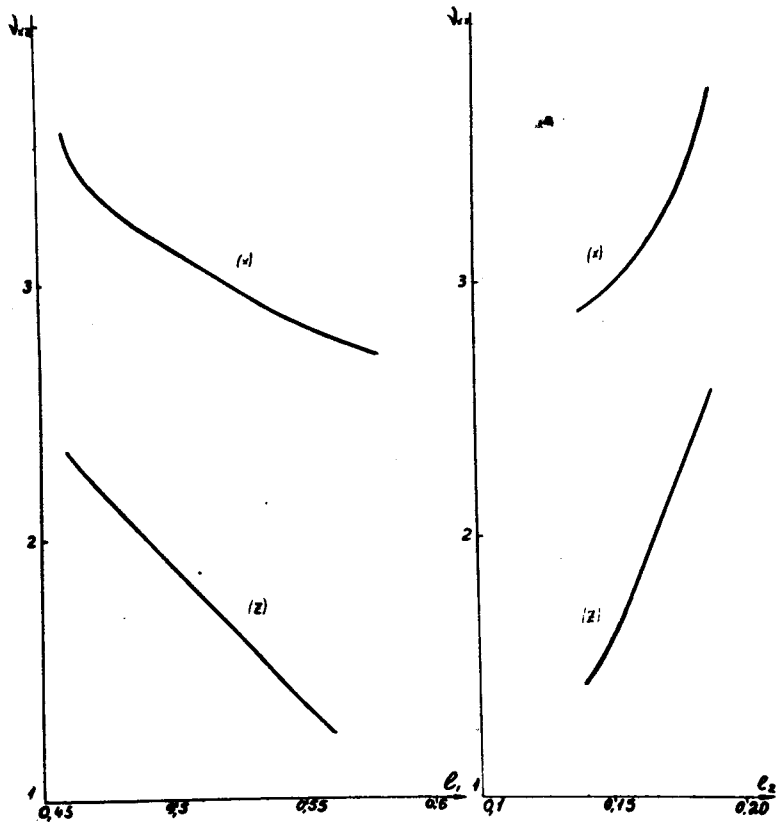


Рис. 2. Зависимость $v_{x,z}$ от l_1 и l_2 соответственно:
 а/ $v_{x,z} = f(l_1)$ при $\kappa=4, N=8, l_2=1/6$
 б/ $v_{x,z} = f(l_2)$ при $\kappa=4, N=8, l_1=1/2$

Для анализа решений уравнений /2.12/ удобно записать /2.14/ в другом виде:

$$\left. \begin{matrix} X \\ Z \end{matrix} \right\} = \prod_{x,z} (\sigma) \cos(\gamma_{x,z} m + \alpha_{x,z}(\sigma)) \quad /2.17/$$

где

$$\Pi_{x,z} = |2K_{x,z} \Psi_{x,z}(\sigma)|; \alpha_{x,z}(\sigma) = \operatorname{arg}(2K_{x,z} \Psi_{x,z}).$$

Функции $\Pi_{x,z}(\sigma)$ имеют смысл огибающих и определяются формулами ^{13,14,15}

$$\Pi_{x,z}(\sigma) = \sqrt{\frac{4\Phi_{x,z}(\sigma)}{|W_{x,z}|^2 \Phi_{x,z}(\sigma_i)} \left[-\frac{W_{x,z}^2 \chi_i^2}{4} + \Phi_{x,z}^2(\sigma_i) (\gamma_{x,z} - \gamma_{x,z}^{\text{опт}})^2 \right]} \quad /2.18/$$

$W_{x,z}$ - вронскианы решений, $\chi_i = \begin{cases} \chi_i \\ z_i \end{cases}$ начальные отклонения частиц, $\gamma_{x,z}$ - начальные углы вылета частиц из инжектора,

$$\gamma_{x,z}^{\text{опт}} = \frac{\chi_i}{2} \left(\frac{\Phi'_{x,z}}{\Phi_{x,z}} \right)_{\sigma=\sigma_i} \quad \Phi_{x,z}(\sigma) = |\Psi_{x,z}(\sigma)|^2$$

так называемые, оптимальные углы,

Поведение огибающих целиком определяются поведением функций $\Phi_{x,z}(\sigma)$, выражения для которых в секторах имеют вид:

$$\Phi_x(\sigma) = \begin{cases} 1 + \frac{Q_{22} - Q_{11}}{\bar{Q}_{12} \sin \alpha_1} \sin \alpha_1 \frac{\sigma}{\sigma_1} \sin \alpha_1 \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_1}\right) & \text{В прямом секторе} \\ \frac{(n_1 + 1)^{1/2}}{\bar{Q}_{12} (n_2 - 1)^{1/2}} \left\{ X_x + Y_x \operatorname{sh} \alpha_2 \frac{\sigma - \sigma_2}{\sigma_3 - \sigma_2} \operatorname{sh} \alpha_2 \frac{\sigma_3 - \sigma}{\sigma_3 - \sigma_2} \right\} & \text{В обратном секторе} \end{cases} \quad /2.19/$$

$$\Phi_z(\sigma) = \begin{cases} 1 + \frac{P_{22} - P_{11}}{\bar{P}_{12} \operatorname{sh} \alpha_3} \operatorname{sh} \alpha_3 \frac{\sigma}{\sigma_1} \operatorname{sh} \alpha_3 \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_1}\right) & \text{В прямом секторе} \\ \frac{n_1^{1/2}}{\bar{P}_{12} n_2^{1/2}} \left\{ X_z + Y_z \sin \alpha_4 \frac{\sigma - \sigma_2}{\sigma_3 - \sigma_2} \sin \alpha_4 \frac{\sigma_3 - \sigma}{\sigma_3 - \sigma_2} \right\} & \text{В обратном секторе} \end{cases}$$

Здесь σ_1 значение σ на выходе из прямого сектора, σ_2 - на входе, а σ_3 - на выходе из обратного сектора; Q_{ij}, P_{ij} - элементы матриц преобразований решений на элементе периодичности. Выражения для них, а также для $X_{x,z}$ и $Y_{x,z}$ даны в приложении 1.

Из /2.19/ следует, что $\Phi_x(\sigma)$ принимает максимальное значение в центре прямого сектора и минимальное - в центре обратного. $\Phi_z(\sigma)$, наоборот, достигает максимального значения в центре обратного сектора и минимального - в центре прямого. Графики функций $\sqrt{\Phi_{x,z}(\sigma)}$ для $K=4, N=8$ и $\rho_1=1/2, \rho_2=1/6$ приведены на рис.3. Отношения максимума огибающих к их минимуму определяются формулами:

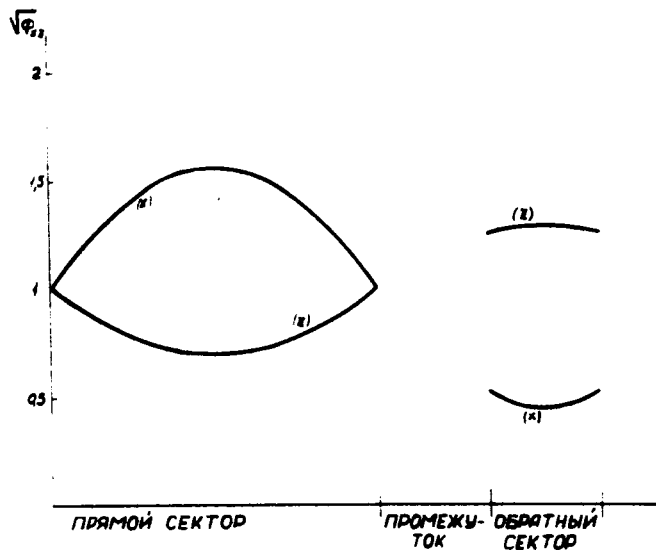


Рис. 3. График функции $\sqrt{\Phi_{x,z}(\sigma)}$ для случая $K=4, N=8, \rho_1=1/2, \rho_2=1/6$

$$\begin{cases} \Gamma_x = \left[\frac{(n_2-1)^{1/2}}{(n_1+1)^{1/2} \operatorname{sh} \alpha_1} \cdot \frac{(Q_{22}-Q_{11}) + (\tilde{Q}_{22}-\tilde{Q}_{21}) \operatorname{sh} \alpha_1}{(2X_x - Y_x) + Y_x \operatorname{ch} \alpha_2} \right]^{1/2} \\ \Gamma_z = \left[\frac{(n_1)^{1/2}}{(n_2)^{1/2}} \operatorname{sh} \alpha_3 \cdot \frac{(2X_z + Y_z) - Y_z \operatorname{ch} \alpha_4}{(\tilde{P}_{12} + \tilde{P}_{21}) \operatorname{sh} \alpha_3 - (P_{22} - P_{11})} \right]^{1/2} \end{cases} \quad /2.20/$$

и для $K=4, N=8, \ell_1 = 1/2, \ell_2 = 1/6$ равны $\Gamma_x = 3,54, \Gamma_z = 1,83$.

На основании формул /2.17/, /2.18/, /2.19/, /2.20/ можно сделать некоторые заключения о выборе местоположения инжектора в установке. Поскольку вертикальная апертура камеры мала, то наибольшую опасность представляют потери частиц из-за соударения с горизонтальными стенками камеры. Из /2.17/ и /2.19/ следует, что вероятность соударения частиц с горизонтальными стенками будет меньше, если инжектор расположить в центре обратного сектора. Кроме того, вероятность соударения частиц с инжектором в этом случае также уменьшается, поскольку $\Phi_x(\delta)$ принимает в центре обратного сектора минимальное значение. Наоборот, вероятность соударения частиц с вертикальными стенками повышается. Однако, при наличии большой апертуры по радиусу это не приведет к существенным потерям частиц.

Выше мы рассмотрели идеальную картину поведения частиц в магнитном поле кольцевого фазотрона. Однако, при проектировании ускорителя необходимо учитывать также влияние различного рода отклонений от идеальных условий, т.е. знать допустимые пределы изменения тех или иных параметров. Учет остаточного магнитного поля, ошибок в установке секторов электромагнита и т.п. приводит к появлению членов в правых частях уравнений /2.1/. Полученные решения идеальной задачи дадут возможность сконструировать решения неоднородных уравнений. Так, например, используя методику, разработанную в 11, 16, для максимальных средних отклонений мгновенной орбиты от идеальной из-за сдвига секторов в радиальном направлении и действия остаточного магнитного поля получим:

$$|\langle X \rangle|_{\max} \cong \frac{\Phi_{x \max} \tilde{Q}_{12}}{|\sin \pi \nu_x| |\sin \pi \mu_x|} \sqrt{\frac{N(1 - \cos \alpha_1)}{2}} \sqrt{\langle \delta r^2 \rangle}$$

/2.12/

$$|\langle X \rangle|_{\max} \cong \frac{\Phi_{x \max} \tilde{Q}_{12} \rho_0}{(n_1 + 1) |\sin \pi \nu_x| |\sin \pi \mu_x|} \sqrt{\frac{N(1 - \cos \alpha_1)}{2}} \sqrt{\left\langle \left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2 \right\rangle},$$

где $\langle \delta z^2 \rangle$ - среднеквадратичное смещение секторов в радиальном направлении, $\langle (\frac{\Delta H}{H})^2 \rangle$ - среднеквадратичное искажение магнитного поля вдоль идеальной орбиты.

Для максимального отклонения от средней плоскости при смещении секторов в вертикальном направлении на среднеквадратичную величину $\langle \Delta z^2 \rangle$ будем иметь:

$$|\langle z \rangle|_{\max} = \left(\frac{\Phi_{z_{\max}} N}{2} \right)^{1/2} \frac{\tilde{P}_{12}}{|\sin \pi \nu_z| \sin \pi \nu_z} \left[\Phi_{z_{\min}} (ch \alpha_3 - 1) + \frac{n_2}{n_1} \Phi_{z_{\max}} (1 - \cos \alpha_4) \right]^{1/2} \sqrt{\langle \delta z^2 \rangle} / 1.22 /$$

Например, для рабочей точки $K=4$, $N = 8$, $\ell_1 = 0.48$, $\ell_2 = 1/6$ эти величины равны

$$|\langle x \rangle|_{\max} \cong 20.6 \sqrt{\langle \delta z^2 \rangle}, \quad |\langle x \rangle|_{\max} \cong 9.2 \sqrt{\langle (\frac{\Delta H}{H})^2 \rangle}$$

$$|\langle z \rangle|_{\max} \cong 8.7 \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$$

Аналогичным образом можно исследовать действие и других ошибок на свободное движение частиц.

На основании вышеизложенной теории были рассчитаны параметры модели кольцевого фазотрона, приведенные в таблице 1:

При данных геометрических размерах секторов и выбранном показателе поля частоты свободных колебаний равны: $\nu_x = 3.17$ и $\nu_z \cong 2$. Хотя частота вертикальных колебаний и совпадает с резонансной, но в реальном магнитном поле, как показывает опыт⁸, она существенно меняется. Расчеты, проведенные на электронно-счетной машине с измеренным магнитным полем, дают следующие значения частот: $\nu_x \cong 3.1$ и $\nu_z \cong 1.8$. С этими же значениями частот согласуются значения, рассчитанные аналитически приближенным методом, аналогичным изложенному в 7.

Т а б л и ц а 1

Основные параметры модели кольцевого фазотрона

Число элементов периодичности	8
Азимутальные размеры прямого сектора	22°30
Азимутальные размеры обратного сектора	7°30
Азимутальные размеры промежутка	7° 30
Коэффициент увеличения	~ 3
Начальный радиус	35 см
Конечный радиус	59 см
Вертикальный размер камеры на начальном радиусе	2 см
Показатель поля	4
Поле на начальном радиусе	~ 42 э.
Поле на конечном радиусе	~ 340 э.
Энергия инжекции	20-40 КэВ
Критическая энергия /полная/	1,12 МэВ
Конечная энергия /полная/	~ 2 МэВ

§ 3. Конструкция ускорителя

1. Общая конструкция

Расчет параметров модели кольцевого фазотрона определил основные требования к конструкции электромагнита, а следовательно, и всей установки в целом. При проектировании авторы стремились предельно обеспечить условия для проведения различных экспериментов по исследованию поведения пучка частиц и различных вариантов его накопления.

На рис. 4 приведена фотография ускорителя. Он смонтирован на дюралюминиевой 30 мм плите, опирающейся на четыре опоры из дюралюминиевых труб. Плита приподнята над полом для размещения под ней диффузионного насоса и имеет по азимуту вырез для установки индукционного и "форсировочного" сердечников.

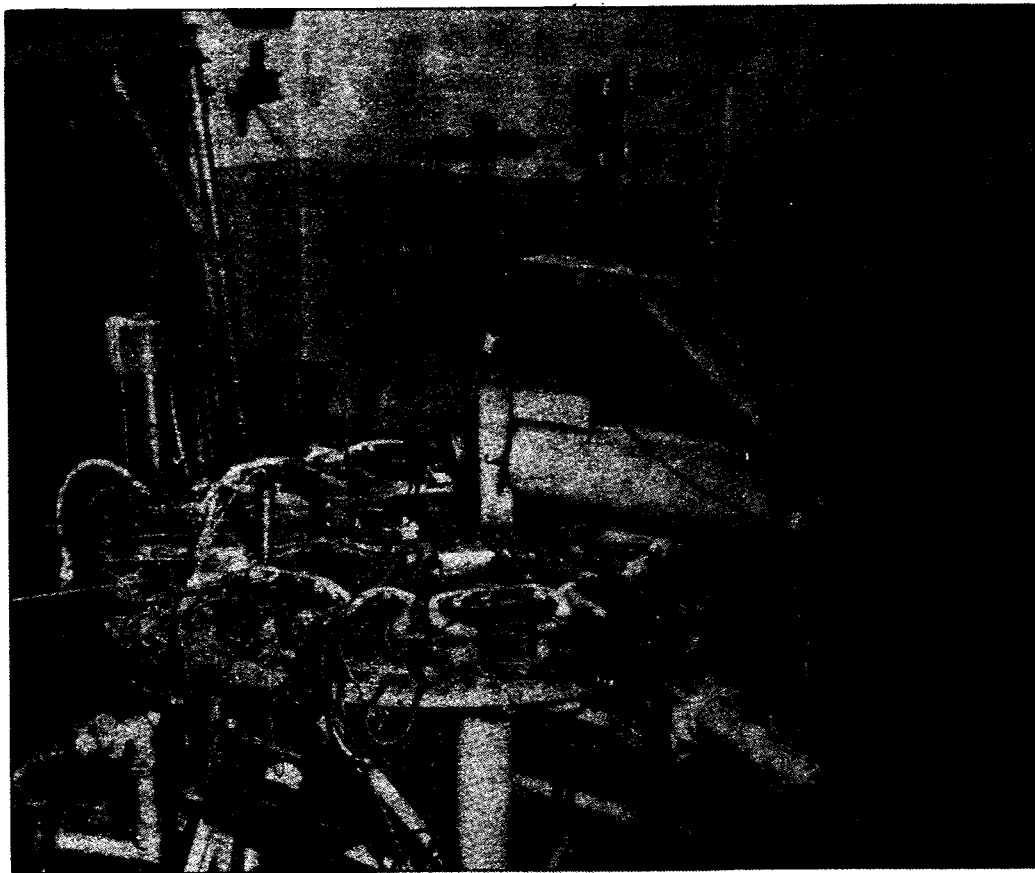


Рис. 4. Общий вид ускорителя.

Конструкция выреза исключает создание короткозамкнутого витка вокруг этих сердечников. Кроме того, в плите предусмотрены отверстия для откачных патрубков вакуумной камеры и вырезы, облегчающие доступ к фланцам высокочастотных участков. В геометрическом центре плиты имеется реперная точка, относительно которой производились все измерения по радиусу при сборке электромагнита и магнитных измерениях. Горизонтальность расположения плиты в пределах $\pm 0,1$ мм проверялась с помощью прецизионного нивелира типа НА-1 и уровней высокой точности с ценой деления 0,04 мм/м.

2. Конструкция электромагнита

Электромагнит установки состоит из 8 элементов периодичности /см.рис.5/. Каждый элемент периодичности включает в себя прямой и обратный секторы и два прямолинейных участка. Чтобы удовлетворить требованию геометрического подобия орбит величина зазора между полюсами электромагнита и размеры прямолинейных участков меняются пропорционально радиусу. На рис. 6

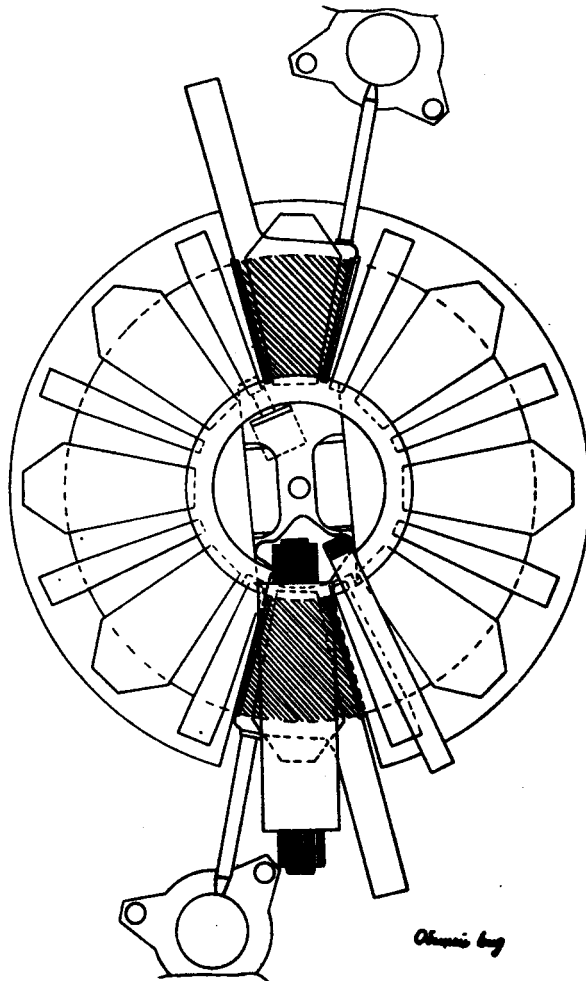


Рис. 5. Схематический вид электромагнита.

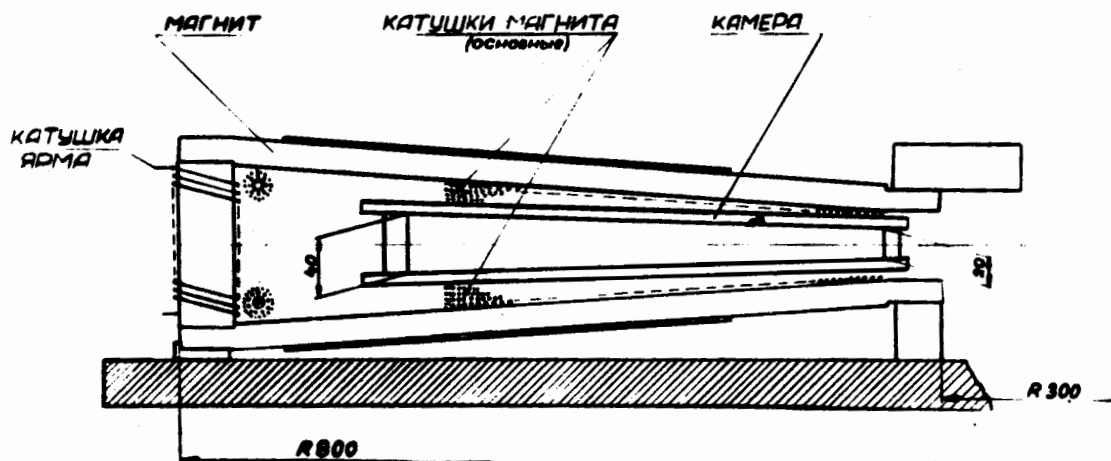


Рис. 6. Поперечное сечение электромагнита и вакуумной камеры.

представлен схематический чертеж поперечного сечения одного из секторов и вакуумной камеры. Верхние и нижние полюса секторов изготовлены из листовой стали толщиной 18 мм, а ярма, для снижения величины магнитной индукции в них — из двух листов той же стали. Верхние полюса, в отличие от нижних, делаются съемными и на внутреннем радиусе крепятся к специальному кольцу, что позволяет уменьшить количество стоек и облегчает проведение магнитных измерений. Установка верхних и нижних полюсов, как по радиусу, так и в горизонтальной плоскости производилась с точностью $\pm 0,1$ мм.

Магнитное поле нужной конфигурации было создано катушками специальной формы, укрепленными на полюсах электромагнита. Значительная плотность ампервитков на больших радиусах потребовала введения системы охлаждения. Охлаждение электромагнита осуществляется водой, пропускаемой по трубкам, одни из которых заложены в жгутах катушек, а другие напаяны на медные пластины, контактирующие с наружной поверхностью верхних и нижних полюсов. Данная система охлаждения позволила снизить нагрев полюсов с 60°C до комнатной температуры и практически ликвидировала наблюдавшуюся зависимость магнитных характеристик от температуры.

3. Вакуумная система

Вакуумная камера модели откачивается форвакуумным насосом типа ВН-2 и диффузионным паромасляным насосом типа ММ-1000. Высоковакуумный насос снабжен кроме того ловушкой, охлаждаемой жидким азотом, что обеспечивает получение вакуума $1 - 2 \cdot 10^{-6}$ мм Hg . Для проведения экспериментов по накоплению пучка частиц в дальнейшем предполагается получение вакуума $1 \cdot 10^{-7}$ мм Hg с помощью сорбционно-ионного насоса типа СИН-5-4.

Вакуумная камера изготовлена из латуни толщиной 7 мм и имеет форму неправильного кольца с ребрами жесткости. На рис. 7 показан общий вид камеры и ее поперечное сечение. Камера состоит из четырех частей, две из которых являются высокочастотными участками. Наружный диаметр камеры - 1300 мм, внутренний - 650 мм; вертикальная апертура ее растет с увеличением радиуса от 20 до 40 мм. На внутреннем периметре камеры имеется патрубок для установки электронной пушки, а на наружном - 8 окон для размещения мишеней, индикационной аппаратуры и различных приспособлений, необходимых при наладке и пуске ускорителя. Для уменьшения деформаций вакуумной камеры при ее нагревании от обмоток электромагнита предусмотрено водяное охлаждение, заблокированное с водяным охлаждением самого электромагнита.

4. Система инъекции

Система инъекции кольцевого фазотрона предусматривает ввод электронов в камеру ускорителя как в импульсном, так и в непрерывном режимах. Инжектором ускорителя является трехэлектродная электронная пушка с "промашкой" в 2 мм и размером анодного колпачка 15x20 мм. Геометрия электродов пушки и их взаимное расположение были отработаны на электролитической ванне, что позволило получить оптимальные условия фокусировки пучка. На рис. 8 приведена блок-схема системы импульсной инъекции. Указанный на схеме модулятор с искусственной линией собран на водородном тиратроне типа ТГИ 325/16. Искусственная линия по схеме удвоения формирует импульс, близкий к трапецеидальному, напряжением до 4 кв и длительностью 0,5 - 1,5 м сек. После усиления импульсным ферритовым трансформатором до 40 кв импульс подается на электронную пушку. Применение катодов из LaB_6 с высокой эмиссионной способностью обеспечивает получение в импульсе токов в несколько сот миллиампер.

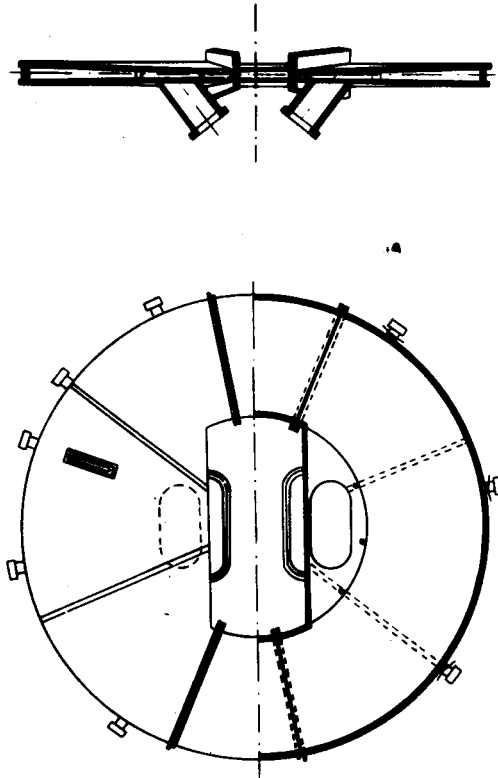


Рис. 7. Вакуумная камера.

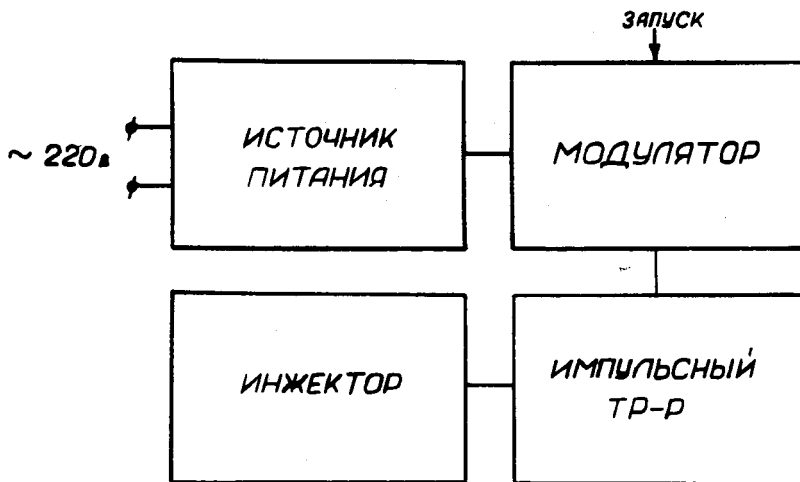


Рис. 8. Блок-схема системы импульсной инжекции.

При непрерывной инжекции в качестве источника постоянного напряжения использовался стандартный выпрямитель типа ВС-50-50 на 50 кв и 50 ма. Максимальный ток электронов в непрерывном режиме составлял 5 ма.

5. Система индукционного ускорения и "форсировка"

Ускорение электронов осуществляется вихревым электрическим полем, создаваемым сердечником, охватывающим электромагнит и камеру ускорителя. Питание сердечника производится от 500 гц генератора, собранного на тиратронах типа ТР15/15. На рис. 9 представлены

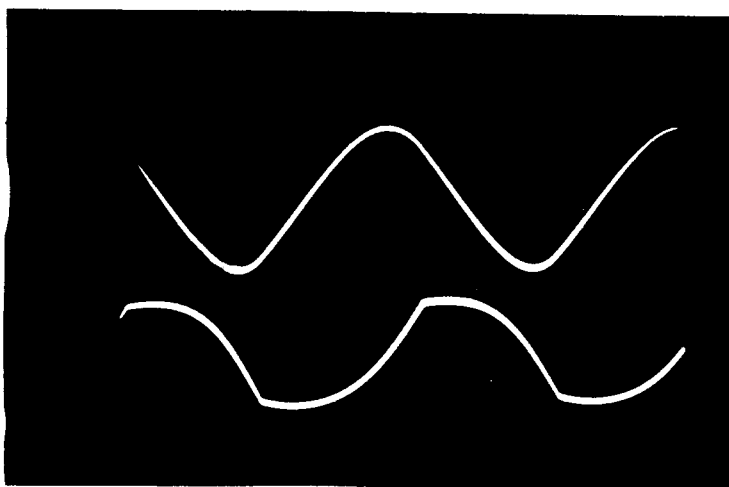
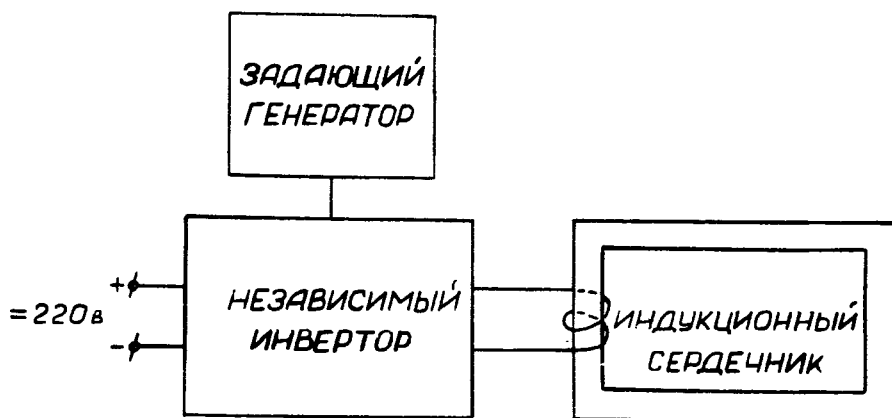


Рис. 9. Блок-схема генератора и осциллограммы магнитного потока в сердечнике и скорости его изменения.

блок-схема генератора и осциллограммы магнитного потока в сердечнике и скорости его изменения. В зависимости от условий работы напряжение вихревого электрического поля составляет 10 - 25 в/оборот. Верхние и нижние катушки возбуждения сердечника соединены симметрично, что значительно снижает влияние рассеянного поля сердечника. Для уменьшения потерь на перемагничивание и токи Фуко в качестве материала сердечника применена холоднокатанная сталь марки Э-310 /ХВП/ толщиной 0,35 мм.

Для улучшения коэффициента захвата электронов в режим ускорения в модели предусмотрена система "форсировки", способствующая более быстрому выводу электронов от инжектора в момент впуска частиц. Это обеспечивается вихревой ЭДС значительной величины /до 600 в/оборот/, создаваемой магнитным потоком в специальном сердечнике, охватывающем камеру ускорителя.

Форсировочный сердечник возбуждается импульсно/ с частотой 450-500 гц/ модулирующей схемой, подобной схеме модулятора инжектора. Сердечник изготовлен из ленточной холоднокатаной стали марки Э-310, толщиной 0,08 мм. На рис. 10а приведена осциллограмма скорости изменения магнитного потока в форсировочном сердечнике. Из осциллограммы видно, что первый импульс вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к импульсу форсировки. Импульс, соответствующий спаду магнитного потока, имеет отрицательное влияние на захват частиц в режим ускорения, особенно тех, которые инжектируются в конце импульса инжекции. Необходимое уменьшение величины этого импульса обеспечивается специальной схемой /рис. 11/, позволяющей резко снизить скорость спада магнитного потока в форсировочном сердечнике. Снижение скорости производится закорачиванием через тиратрон ТГИ-325/16 низкоомной обмотки, намотанной на форсировочном сердечнике.

Поджиг тиратрона производится автоматически от дополнительной обмотки, намотанной на том же сердечнике, в момент, соответствующий началу спада магнитного потока. Осциллограмма импульса в этом случае дана на рис. 10,б. Длительность импульса форсировки может изменяться в пределах 0,5 - 2 мсек.

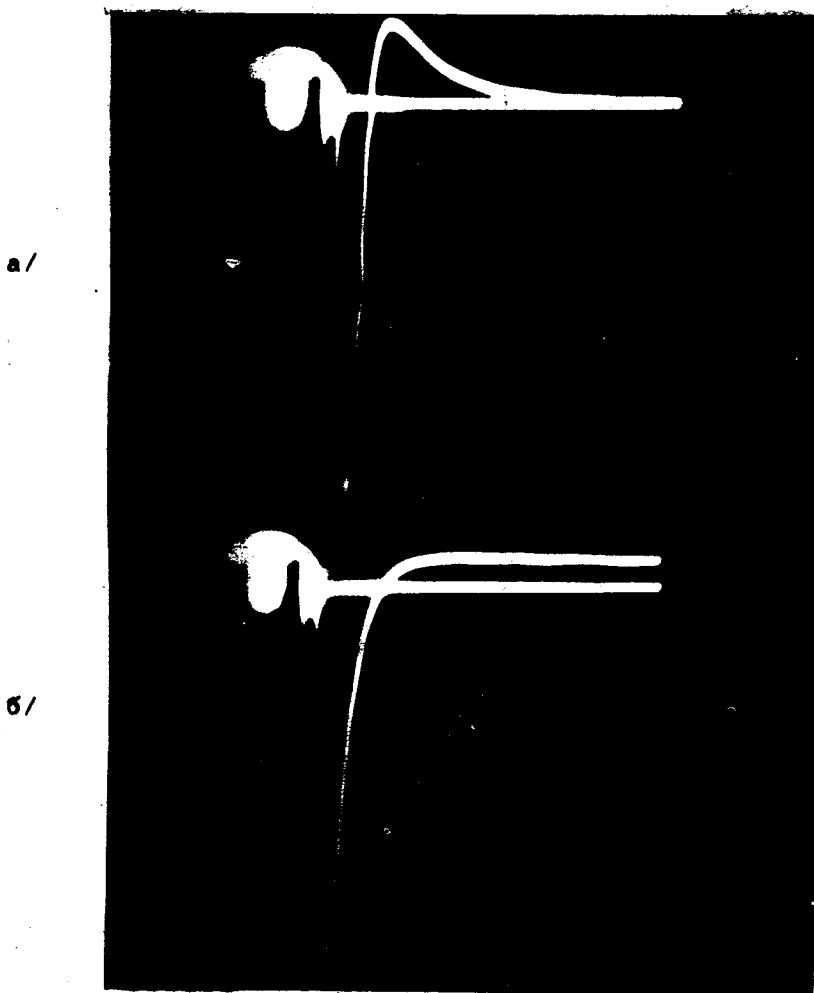


Рис. 10. а) Осциллограмма скорости изменения магнитного потока в форсировочном сердечнике.
 б) То же самое при использовании специальной схемы, указанной на рис. 11.

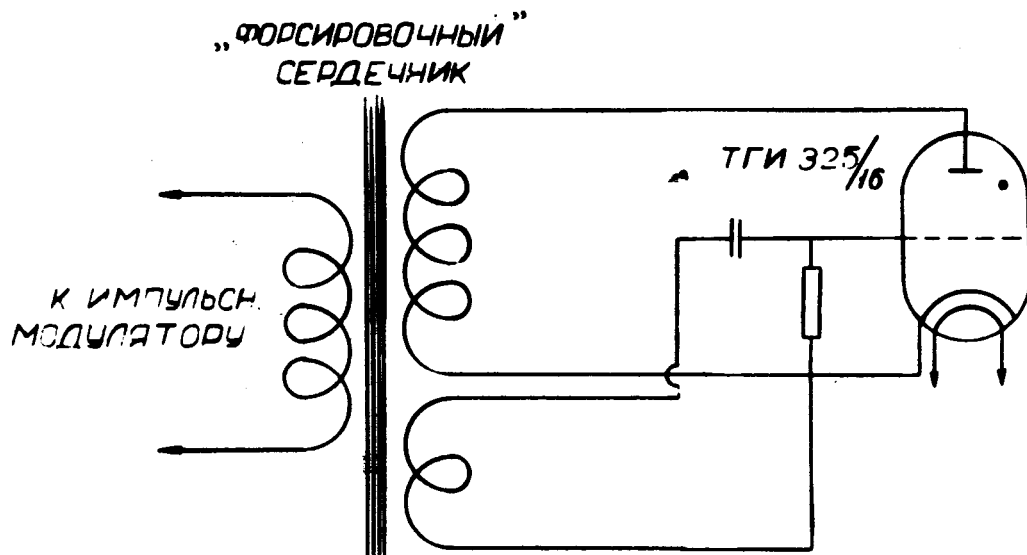


Рис. 11. Схема специального устройства для уменьшения скорости спада магнитного потока в форсировочном сердечнике.

6. Генераторы высокой частоты

Для проведения экспериментов, связанных с накоплением, ускоритель снабжен двумя идентичными генераторами высокой частоты. Рабочий диапазон частот генераторов лежит в пределах 75 – 80 мггц. Кроме того, они могут быть возбуждены на частоте 120 мггц, что соответствует второй кратности частоты обращения частиц промежуточной энергии.

Так как при сравнительно малых геометрических размерах модели применение резонаторов представляется весьма затруднительным, то в качестве ускоряющих элементов были использованы изолированные участки вакуумной камеры. При определенной величине эффективного напряжения на высокочастотном участке $V_{эф}$

мощность генератора P будет зависеть от углового размера этого участка $\alpha = 2\pi l/L$, где L - периметр орбиты, а l - длина орбиты в высокочастотном участке. Емкость используемого участка на землю может быть записана в виде:

$$C = C_m \frac{l}{L},$$

где C_m - емкость всей вакуумной камеры. Тогда

$$V_{\text{эф}} \cong \sqrt{\frac{2P}{R} \cdot \frac{\sin 2\pi l/L}{C_m \omega l/L}}. \quad /3.1/$$

Здесь R - активное сопротивление нагрузки, ω - частота генератора. Из /3.1/ видно, что при заданном $V_{\text{эф}}$ требуемая от генератора мощность будет минимальной для малых угловых размеров высокочастотного участка. Из конструктивных соображений в модели выбрано $\alpha = 30^\circ$, что при величине эффективного напряжения $V_{\text{эф}} = 200$ в приводит к значению мощности $P = 2,5$ квт. В соответствии с требованием на мощность, диапазон частот и величину напряжения генераторы были построены на лампах ГУ-5А по схеме с заземленной сеткой и анодными и катодными контурами коаксиального типа. Настройка частоты генератора производится изменением длины анодной линии с помощью плунжера. Для настройки в резонанс высокочастотного участка используется отрезок линии с малым волновым сопротивлением. Схема высокочастотного участка с генератором и настраивающей линией дана на рис. 12. Высокочастотную систему можно настроить так, что практически напряжение оказывается приложенным только к одной щели участка. Благодаря этому обстоятельству на одной из щелей каждого участка используется резиновое уплотнение вместо высокочастотного из фторопласта, что удобнее при сборке вакуумной камеры и много надежнее при эксплуатации. Зависимость эффективного напряжения высокочастотного участка от частоты при разных значениях радиуса приведена на рис. 13.

7. Электронное управляющее устройство

Работа электронной пушки, форсировочного сердечника и генератора высокой частоты должна быть жестко связана по времени с магнитным потоком Φ в индукционном сердечнике. Для этой цели предназначено специальное электронное управляющее устройство, блок-схема которого приведена на рис. 14.

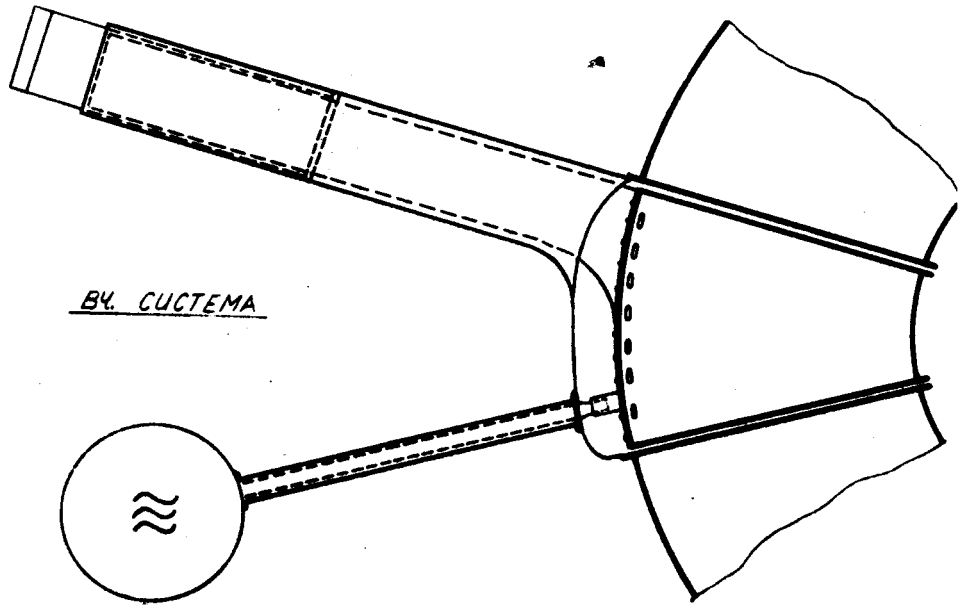


Рис. 12. Схема высокочастотного участка.

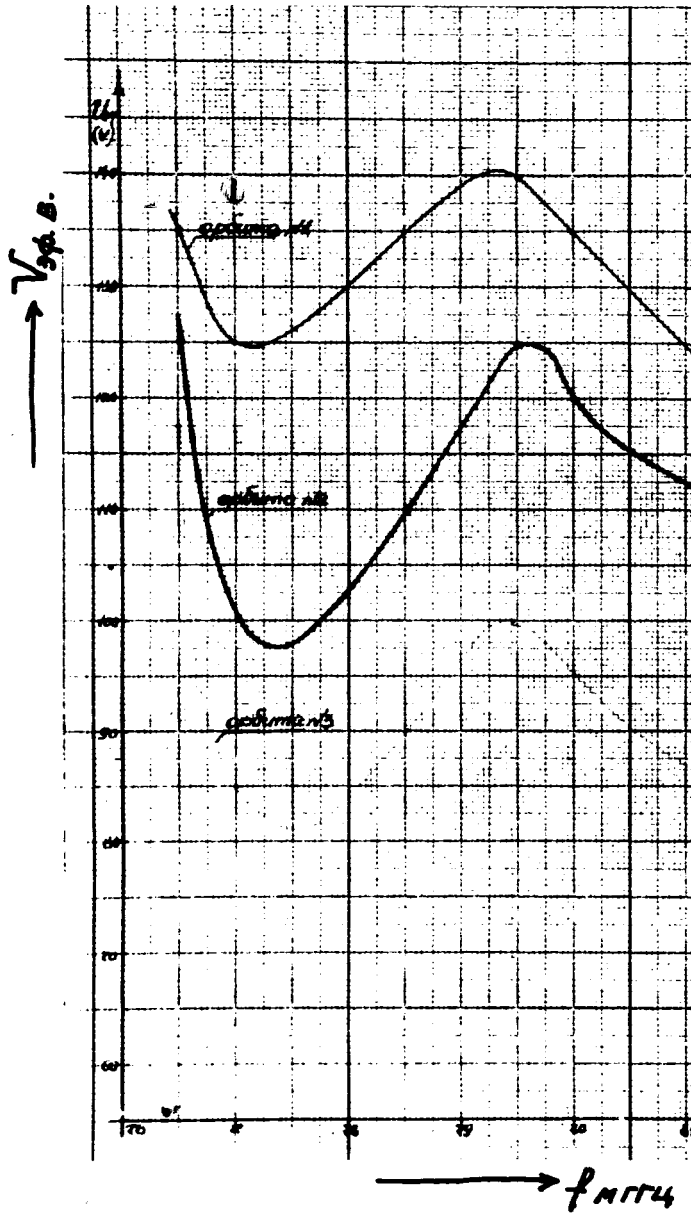


Рис. 13. Зависимость эффективного напряжения высокочастотного участка от частоты.

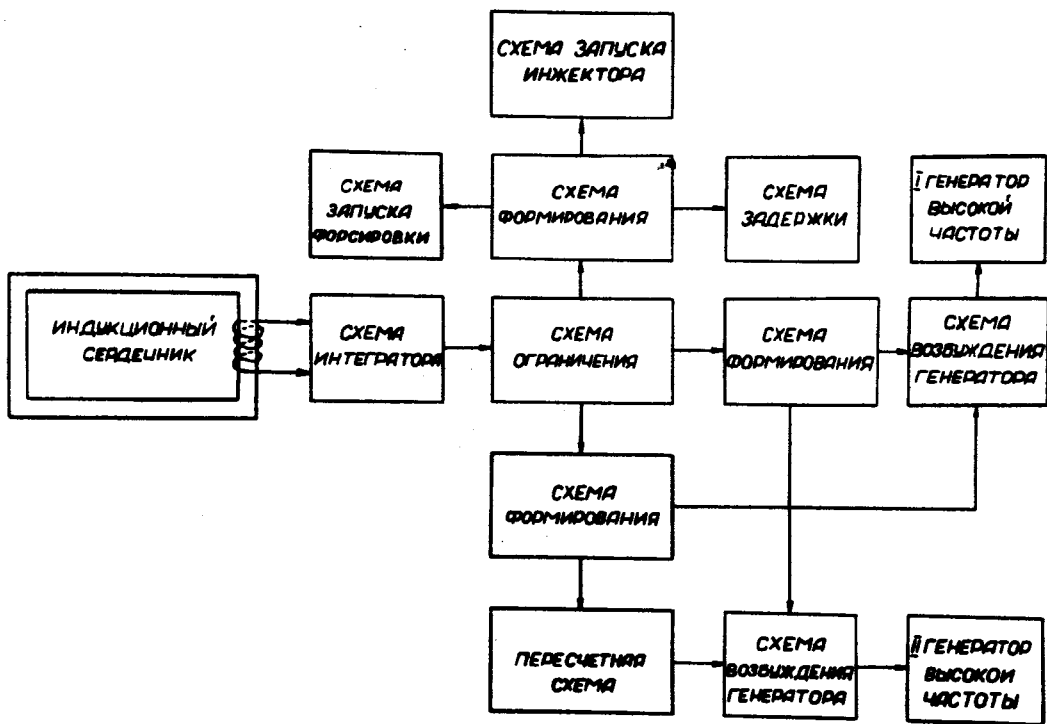


Рис. 14. Блок-схема управляющего устройства.

Форма магнитного потока получается интегрированием напряжения, пропорционального скорости изменения магнитного потока и снимаемого с m витков, намотанных на индукционном сердечнике.

Интегрирование проводится RC - контуром /см.рис.15/ и при условии $R \gg \frac{1}{C\omega}$ выходное напряжение на емкости будет иметь вид:

$$U(t) = \frac{m}{RC} \cdot \Phi(t)$$

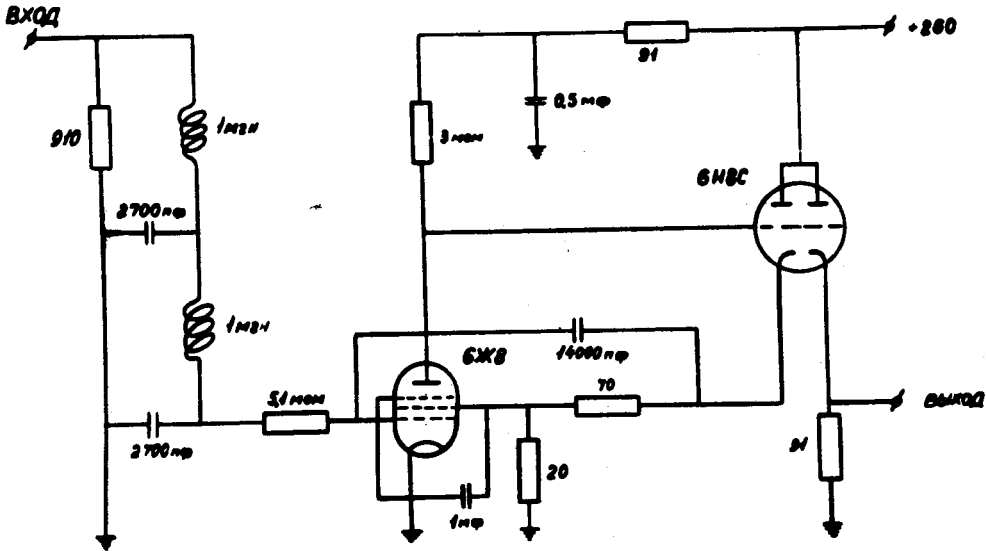


Рис. 15. Схема интегратора.

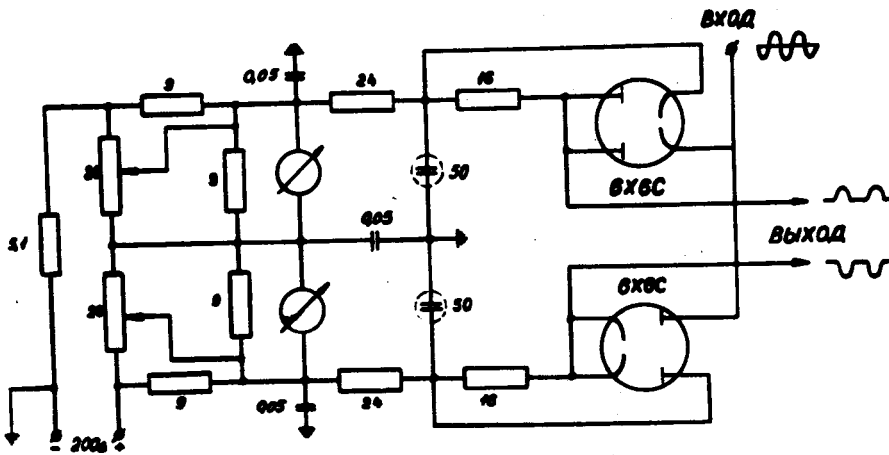


Рис.16. Схема диодного ограничителя.

Дальнейшее преобразование выходного напряжения осуществляется диодным ограничителем /см.рис. 16/. Меняя величину запирающего напряжения диодов, можно плавно регулировать уровень ограничения сигнала сверху и снизу и тем самым сдвигать момент запуска управляемых устройств по отношению к магнитному потоку. В качестве источника опорного напряжения для ограничителя используется стабилизированный выпрямитель. Формирование выходного сигнала диодного ограничителя проводится релаксационными схемами. Временная диаграмма работы электронного управляющего устройства представлена на рис. 17.

Кроме описанных выше элементов в управляющем устройстве имеется фантастронная схема задержки, обеспечивающая запаздывание по отношению к импульсу инжекции на время до 100 мсек, пересчетная схема, позволяющая выключить один из генераторов через каждый четвертый, шестнадцатый или шестьдесят четвертый циклы индукционного ускорения.

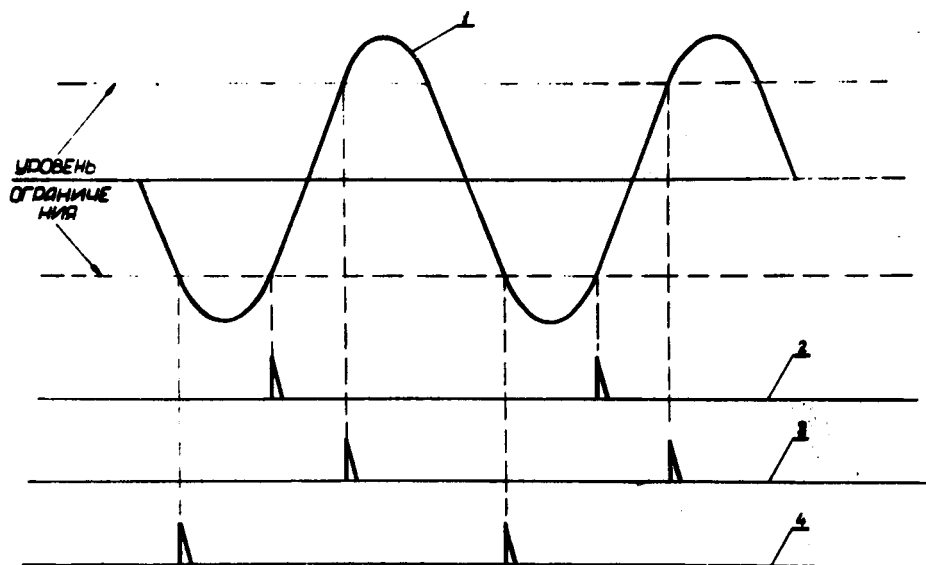


Рис. 17 . Временная диаграмма работы электронного управляющего устройства.

1. Магнитный поток в индукционном сердечнике, 2. Импульс запуска системы инжекции и форсировки. 3 и 4. Импульсы включения и выключения генераторов высокой частоты.

Эти устройства будут использованы при проведении ряда экспериментов, связанных с накоплением пучка. Стабильность напряжений в управляющем устройстве и полоса пропускания всех каналов определялись необходимой точностью привязки импульсов к магнитному потоку.

§ 4. Магнитное поле и его характеристики

1. Магнитное поле

Как уже отмечалось, магнитное поле в модели создано витками с током. Одним из основных требований, предъявляемых к магнитному полю, является условие постоянства K в любой точке машины. Этому можно удовлетворить, располагая витки различными способами: по дугам окружностей из центра машины по хордам и т.д. В модели витки расположены вдоль идеальных орбит, т.е. по дугам окружностей, радиусы и положение центров которых линейно изменяются с расстоянием от центра машины. Величина магнитного поля и порядок размещения витков были рассчитаны, на основании закона полного тока в предположении, что сопротивление магнитопровода много меньше сопротивления воздушного зазора. Влияние сопротивления железа учитывалось отдельно. Было показано и экспериментально проверено, что дополнительная обмотка, помещенная на ярме полюса полностью компенсирует этот эффект.

Из закона полного тока следует соотношение:

$$J_w = \frac{Hh}{0,4\pi}, \quad /4.1/$$

где J_w - число ампер-витков, $h = h_0 \frac{z}{z_0}$ - вертикальный зазор между полюсами электромагнита. Подставляя в /4.1/ выражение для H из /1.1/ и принимая во внимание последовательность соединения всех витков, найдем закон размещения их по радиусу:

$$w = \frac{H_0 h_0}{0,4\pi j} \left(\frac{z}{z_0}\right)^5 = \omega_0 \left(\frac{z}{z_0}\right)^5 \quad /4.2/$$

Легко показать, что при $Jw = \text{const}$ значение тока следует выбирать максимально возможным, так как в случае однослойной катушки это обеспечивает наилучший тепловой режим.

Намотка катушек проводилась с помощью алюминиевых шаблонов, в которых были выфрезерованы канавки, копирующие геометрию идеальных орбит. Проводники укладывались в эти канавки и затем наклеивались на алюминиевый лист толщиной в 1 мм. Для увеличения механической прочности и улучшения отвода тепла от проводников все катушки были пропитаны компаундом МБК-1.

На рис. 18 приведена фотография основной катушки прямого сектора. На малых радиусах катушки, где плотность ампер-витков сравнительно мала, витки сделаны распределенными, т.е. состоящими из нескольких проводников, соединенных параллельно. Для компенсации краевых эффектов положение нескольких первых проводников на начальном радиусе и нескольких последних витков на конечном

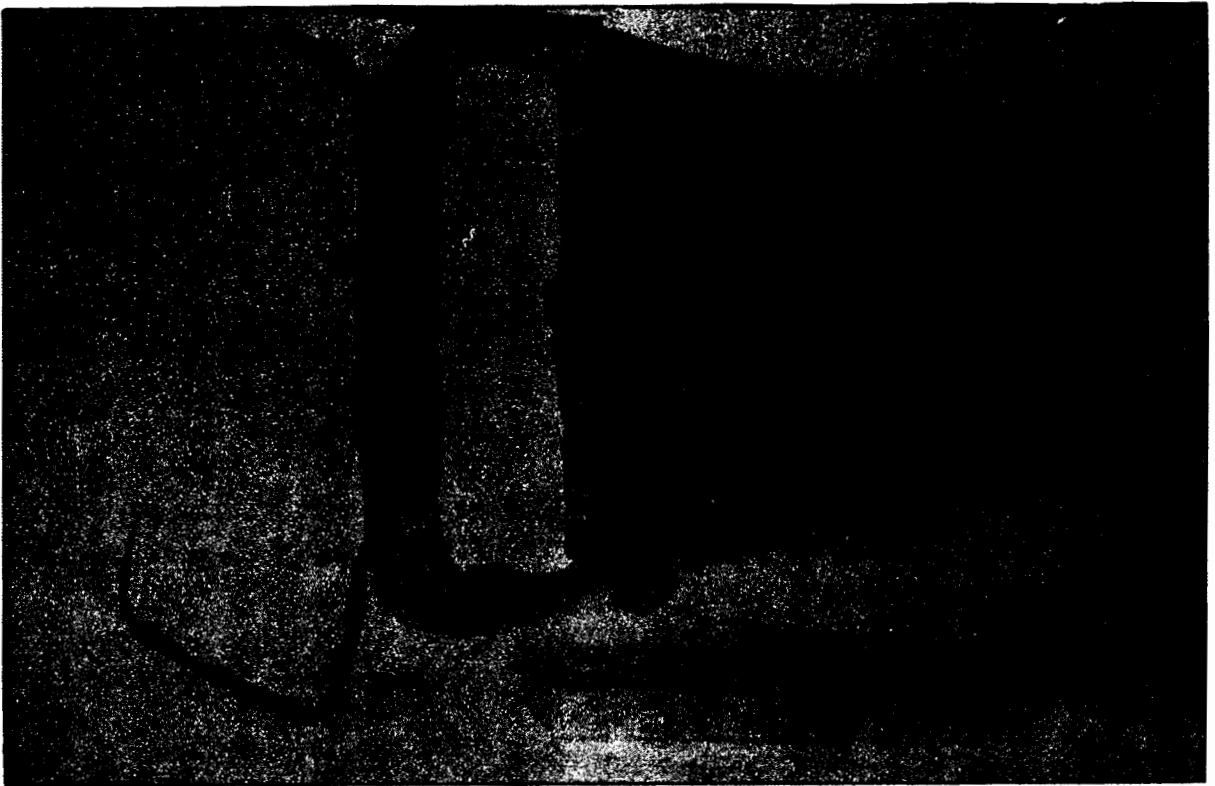


Рис. 18. Основная катушка прямого сектора в процессе подготовки к компаундированию.

радиусе было подобрано экспериментально. Кроме основных катушек, расположенных на полюсах электромагнита, на ярме каждого сектора помещаются катушки, устраняющие влияние сопротивления железа. Без этих витков влияние обратных потоков рассеяния настолько велико, что поле на малых радиусах принимает отрицательные значения /см.рис. 19/. Наряду с компенсацией влияния сопротивления

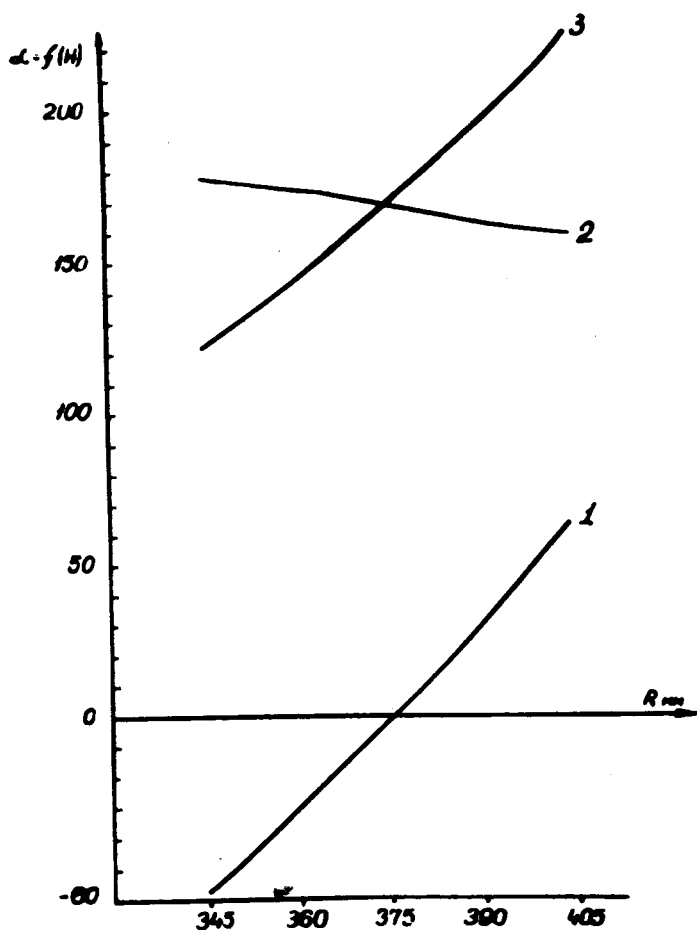


Рис. 19. Магнитное поле в секторах.

1. Поле, создаваемое основной катушкой; 2. Поле, создаваемое катушкой ярма; 3. Суммарное магнитное поле.

железа добавочные витки на ярме обеспечивают необходимую величину начального магнитного поля H_0 и позволяют изменять в некоторых пределах K на малых радиусах /см.рис. 20/.

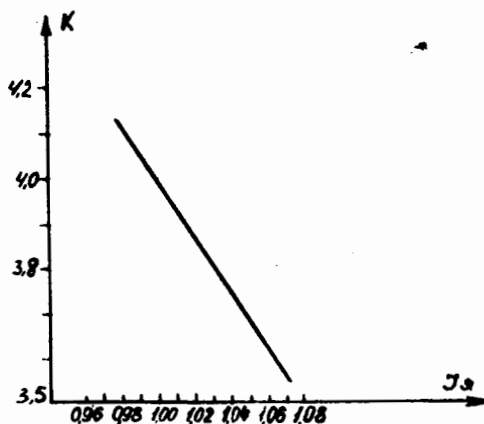


Рис. 20. Зависимость показателя поля от величины тока в катушке ярма. По оси абсцисс отложены значения токов в относительных единицах.

Питание электромагнита осуществляется от аккумуляторной батареи емкостью 800 амперчасов и напряжением 220 в. Благодаря большой мощности батареи, стабилизация токов барреторами оказалась вполне достаточной. Схема питания электромагнита, приведенная на рис. 21, обеспечивает независимую регулировку токов в прямых и обратных секторах. При помощи указанных на схеме сопротивлений R_1 и R_2 осуществляется специальный цикл размагничивания, снижающий уровень остаточного поля до допустимой величины. Это обеспечивает надежное воспроизводство магнитных характеристик после любого изменения тока или его снятия. Распределение остаточного поля до и после размагничивания дано на рис. 22.

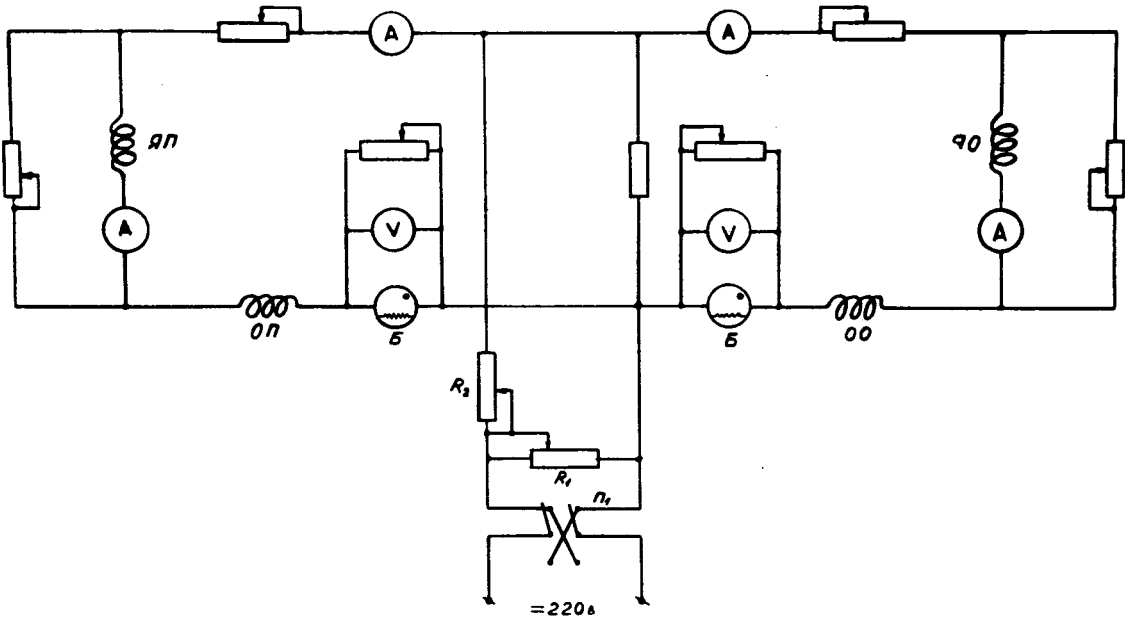


Рис. 21. Схема питания электромагнита кольцевого фазотрона.

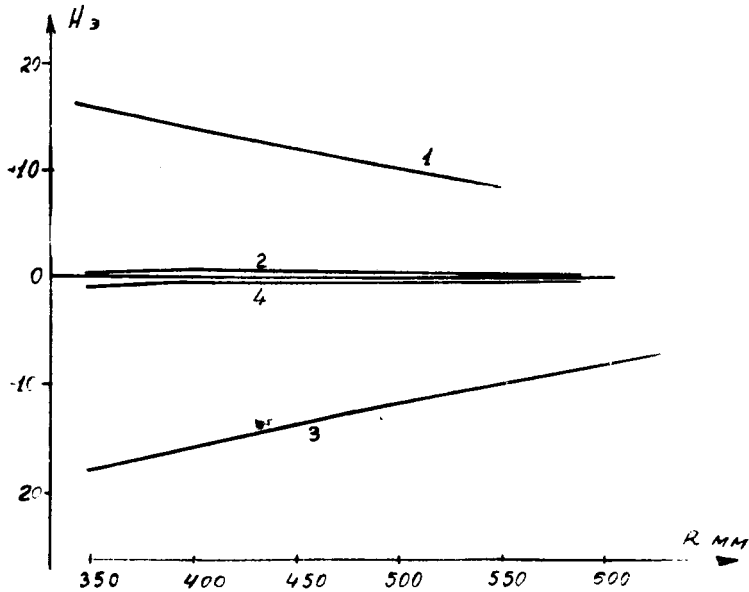


Рис. 22. Остаточное поле в секторах электромагнита: 1-3 - остаточное поле прямого и обратного секторов до размагничивания, 2-4 - то же самое после размагничивания.

2. Магнитные измерения

В программу магнитных измерений входили измерения показателя поля K , азимутального распределения поля и положения средней магнитной поверхности. Измерение первых двух характеристик проводилось в средней плоскости зазора электромагнита индукционными катушками с использованием баллистического гальванометра в качестве отсчетного прибора или нуля - прибора при компенсационном методе измерения. Каретка с укрепленными на ней катушками могла перемещаться по радиусу в специальной штанге, которая, в свою очередь, имела возможность поворачиваться по азимуту относительно геометрического центра установки.

Показатель поля K измерялся в центре каждого сектора на разных радиусах /рис. 23/ и в нескольких секторах по краям. Большие колебания K на краях секторов связаны с неточностями при формировании лобовых жгутов катушек. Однако, проникновение этих возмущений внутрь сектора невелико, и следовательно, их влияние незначительно. Измерения показали, что значения K на различных радиусах в центре любого сектора соответствуют расчетному с точностью $\pm 1\%$, кроме нескольких мест, соответствующих переходу в катушках от распределенных витков к одинарным, где отклонение доходит до $\pm 2\%$.

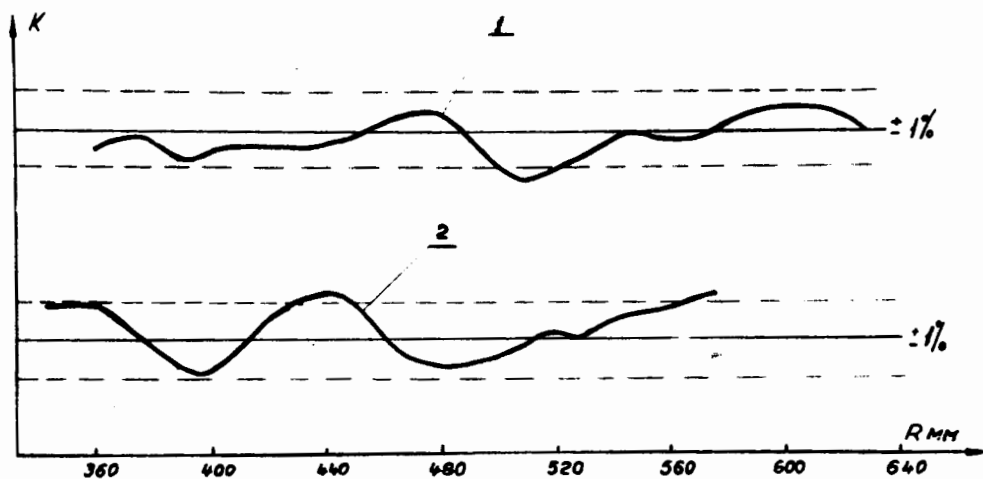


Рис. 23. Зависимость показателя поля от радиуса в прямом /1/ и обратном /2/ секторах.

Измерения K были проведены при различных значениях токов в прямых и обратных секторах. На рис. 24 представлена зависимость между токами в основных катушках на полюсах и токами в катушках ярма, сохраняющая K постоянным и равным расчетному.

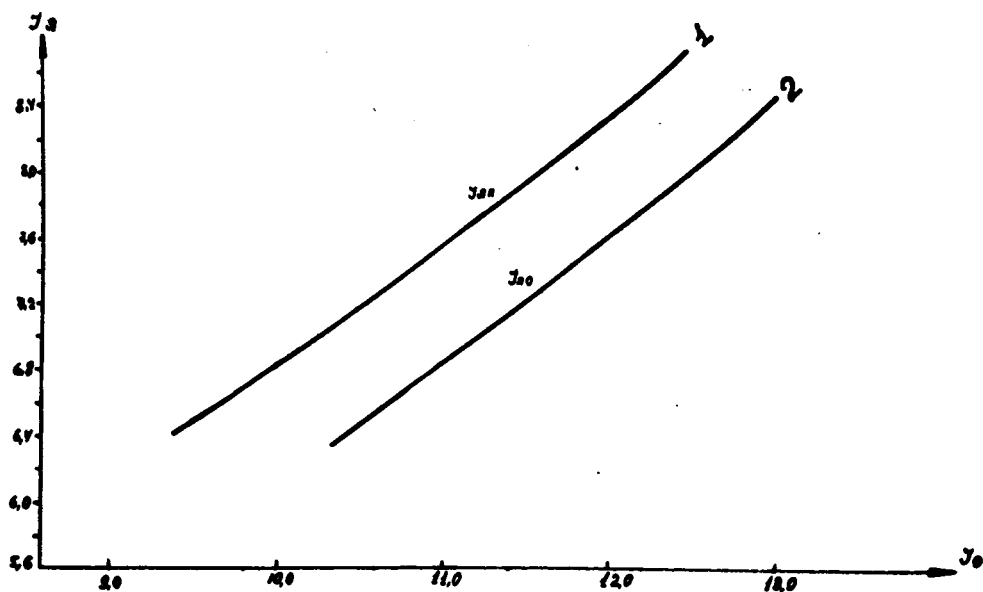


Рис. 24. График зависимости между токами основных катушек и катушек ярма для $K = \text{const}$ в прямых /1/ и обратных /2/ секторах. По осям отложены значения токов в амперах.

Измерения азимутального распределения поля проводились на трех радиусах и показали, что неоднородность поля в одинаковых точках структуры магнита не превышает $\pm 1\%$.

Ввиду значительной кривизны магнитных силовых линий в ускорителях данного типа, определение положения средней магнитной поверхности не представляет сложной технической задачи. Измерения проводились с помощью пермалловых датчиков, которые обеспечивают точность в 0,2 мм. Полоски из пермаллоя, размером 50x2x0,08 мм, с намотанными на них обмотками, ориентировались вдоль радиальной составляющей поля. По одной обмотке пропускался постоянный ток /для ком-

пенсации радиальной составляющей поля/ и ток звуковой частоты /для создания магнитного поля модуляции/. С другой обмотки на осциллограф подавался сигнал, соответствующий моменту перемагничивания пермаллоя. Величина этого сигнала максимальна при полной компенсации радиальной составляющей поля. Располагая датчик на определенном расстоянии Z_0 выше и ниже средней геометрической плоскости и измеряя в каждом случае значения компенсирующего тока i_1 и i_2 , линейной интерполяцией находилось отклонение положения средней магнитной поверхности от геометрической по формуле:

$$\Delta Z = Z_0 \frac{|i_2| - |i_1|}{|i_2| + |i_1|} \quad /4.3/$$

Схема прибора приведена на рис. 25. В приборе использовались два одинаковых датчика, помещенные в одном устройстве и дублирующие друг друга. Датчики

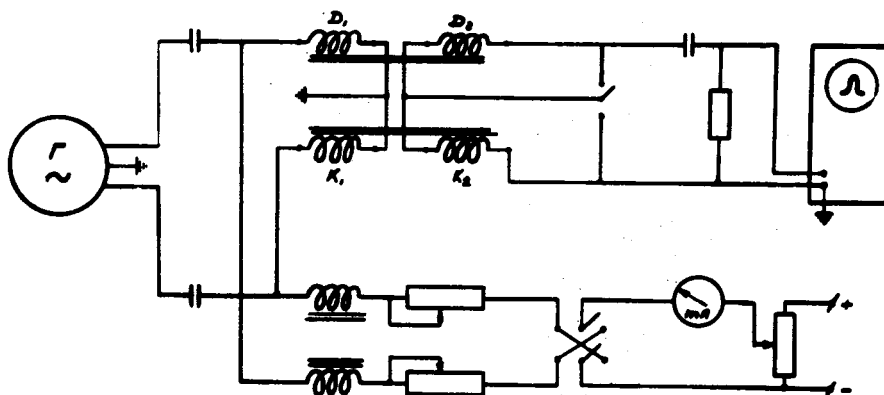


Рис. 25. Схема прибора для измерения средней магнитной поверхности.

устанавливались на ту же штангу, которая использовалась при измерениях K , и, следовательно, могли перемещаться как по радиусу, так и по азимуту. Было проведено измерение средней магнитной поверхности в центре каждого сектора на трех радиусах и выборочно исследовалось ее поведение по азимуту. Отклонения средней магнитной поверхности от геометрической не превышают величины 0,5 мм.

§ 5. Запуск ускорителя

1. Индикация пучка в камере ускорителя.

Работа с пучком на ускорителе проводилась в два этапа: исследование поведения пучка на первых оборотах без ускорения /статический режим/ и в процессе ускорения /динамический режим/. Для индикации пучка в статическом режиме использовались экраны и сетки, покрытые сернистым цинком, которые вводились внутрь камеры через отверстия в наружной стенке и могли перемещаться по радиусу. С помощью их были получены предварительные данные о частотах свободных колебаний. Кроме того сетки использовались при окончательной коррекции магнитного поля по первому обороту. Они устанавливались с необходимой степенью точности в центре каждого прямого и обратного секторов. Прозрачность сеток такова, что после прохождения 30 сеток интенсивность пучка оставалась достаточной для визуального наблюдения. На сетках были нанесены координатные линии, с помощью которых определялось положение пучков.

В динамическом режиме в качестве индикаторов использовались фотоумножитель и набор мишеней, имеющих возможность перемещаться по радиусу и высоте. На рис 26 приведена фотография собранного фотоумножителя. Сигнал

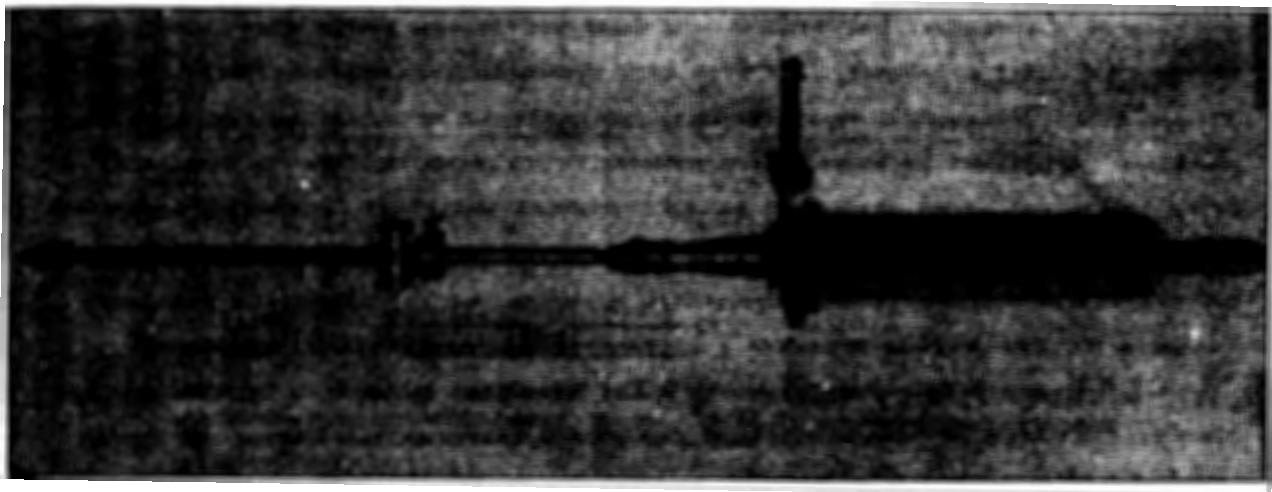


Рис. 26. Общий вид собранного фотоумножителя со световодом и сцинтиллятором.

на него поступает от пластического сцинтиллятора по световоду из органического стекла. Для уменьшения уровня шумов фотоумножителя и отвода с пластического сцинтиллятора заряда от попадающих на него электронов на сцинтиллятор нанесен напылением в вакууме слой меди толщиной 10 мк. Очень малый шаг за оборот /порядка нескольких микрон/ исключает возможность непосредственного попадания электронов в сцинтиллятор. Сцинтилляционные вспышки образуются за счет явлений фотоэффекта и комптоновского рассеяния γ -квантов, образующихся при торможении первичных электронов в покрытии пластика.

Проведенные расчеты и эксперименты показали, что данный механизм работы фотоумножителя достаточно эффективен.

2. Эксперименты

Как уже отмечалось, работа по запуску ускорителя началась с исследования поведения пучка на первом обороте. В результате проведенных экспериментов было выяснено, что поле в секторах, находящихся под индукционным и форсировочным сердечниками, отличается от расчетного и измеренного ранее. Контрольные магнитные измерения показали, что влияние сердечников на азимутальную неоднородность магнитного поля и K значительно сильнее, чем оценивалось.

После исправления магнитного поля были поставлены опыты по определению частот свободных колебаний. Для этой цели применялся инжектор с малым отверстием в аноде. Мишень с отверстиями, расположенными определенным образом, помещалась в следующий за инжектором элемент периодичности. При прохождении пучка электронов через отверстия на последующих мишенях /покрытых сернистым цинком/ появляются изображения этих отверстий. Измеряя соответствующие расстояния можно приблизительно определять значения частот свободных колебаний⁸. Точность данного метода невелика и составляет для вертикальных колебаний $\Delta V_z = \pm 0,1$, для радиальных $\Delta V_x = \pm 0,20$. Меньшая точность в определении V_x объясняется влиянием энергетического разброса и зависимостью частот свободных колебаний от амплитуд. На рис. 27а приведена зависимость $V_{x,z}$ от отношения токов в прямых и обратных секторах, снятая данным методом. Кроме этого по первому обороту методом сеток были уточнены расчетные значения энергии

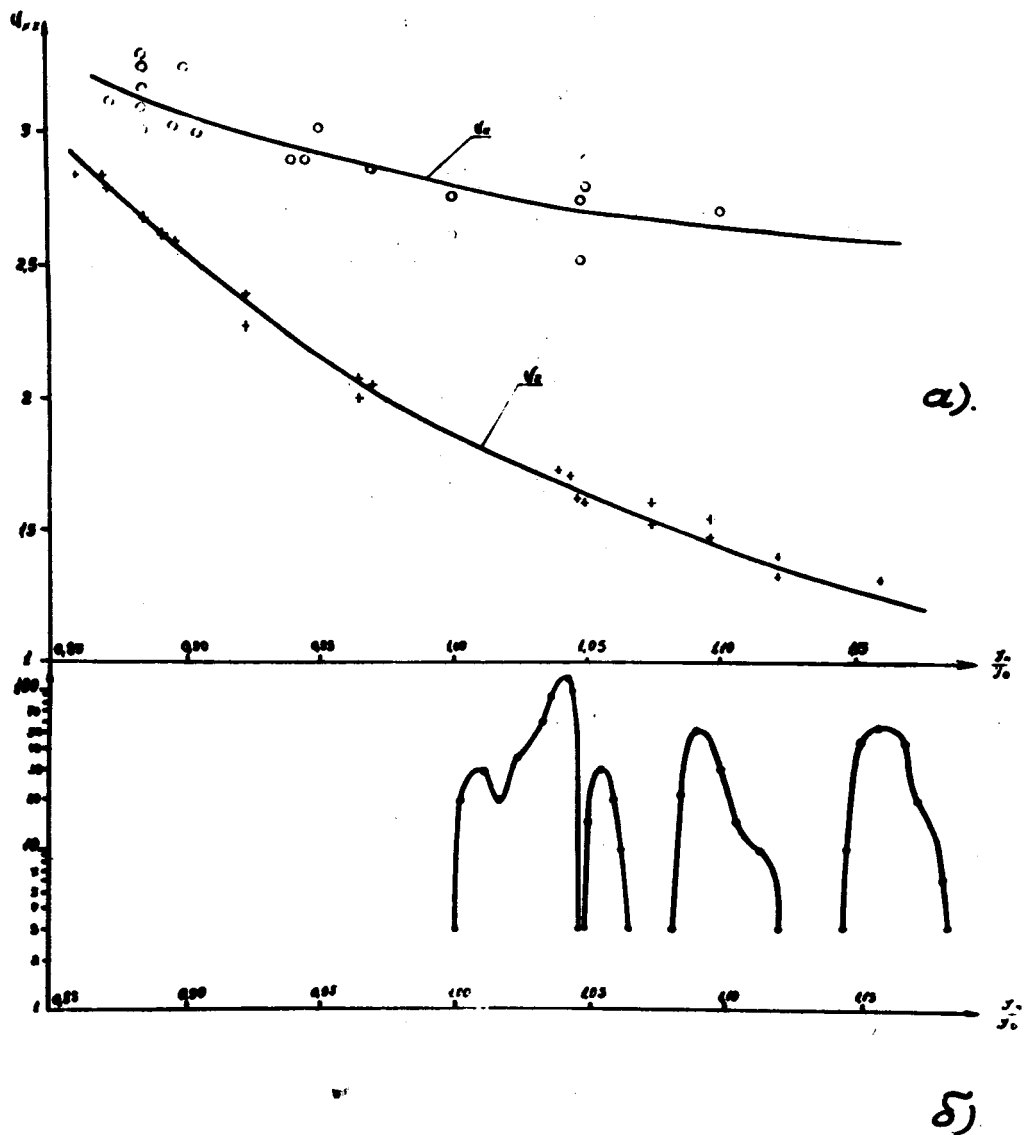


Рис. 27. Частоты свободных колебаний (а) и интенсивность ускоренного пучка (б) в зависимости от отношения токов в прямых и обратных секторах.

инжекции, соответствующие разным значениям отношений токов в прямых и обратных секторах. Если энергия инжектируемых электронов не соответствует орбите, проходящей через инжектор, то четные фокусы расположатся на орбите, проходящей через инжектор, а нечетные будут отстоять от них по радиусу на величину двойной амплитуды радиальных колебаний. При изменении энергии инжекции, нечетные фокусы будут перемещаться по радиусу. Случай, когда все фокусы укладываются на орбиту, проходящую через инжектор, будет указывать на соответствие энергии инжектируемых электронов магнитному полю. На рис. 28 представлено поведение фокусов при различных значениях энергии инжекции электронов.

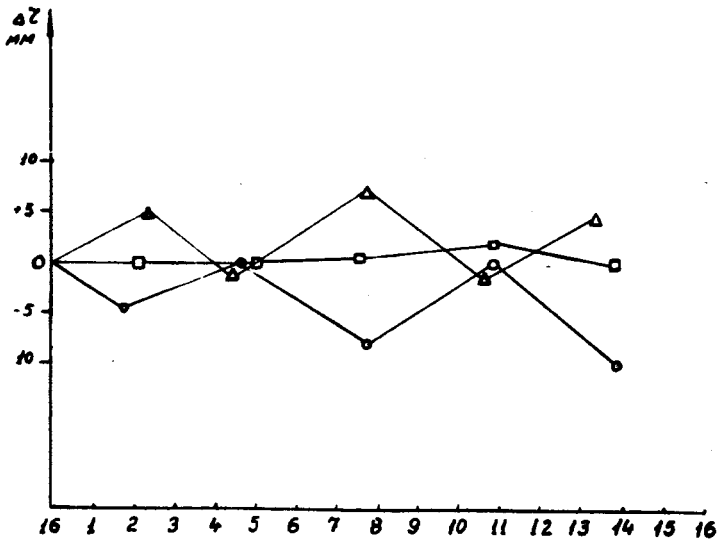


Рис. 28. Поведение фокусов при различной энергии инжекции электронов. На оси абсцисс указаны номера секторов.

После того как были проведены описанные выше эксперименты на первом обороте, пучок был ускорен до энергии 450 Кэв, т.е. до энергии, которую способно сообщить электронам вихревое электрическое поле за один цикл индукционного ускорения. На рис. 29 приведены осциллограммы ускоренного пучка.

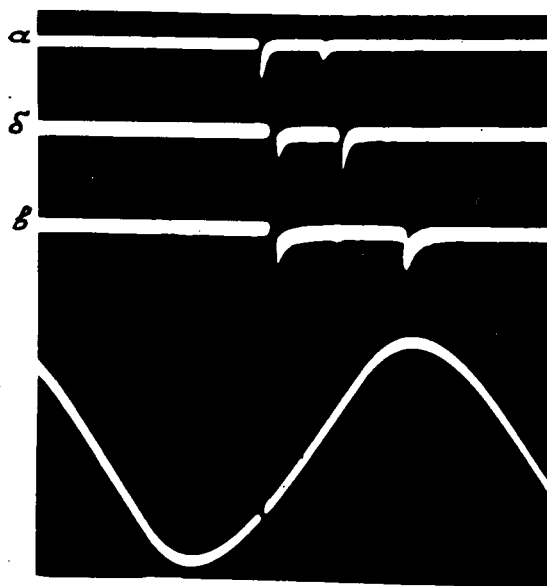


Рис. 29. Осциллограммы ускоренного пучка:

- а) без форсировки; б) при наличии форсировки;
в) Пучок, ускоренный до конечной энергии.

Случай а) и б) соответствуют промежуточной энергии, причем в одном из них (б) ускорение проводилось при включении форсировки, а в другом (а) — без форсировки. Интенсивность ускоренного пучка при выключенном форсировочном сердечнике была, как правило, на порядок ниже.

Ускорение может происходить при разных режимах работы установки. На рис. 27 б приведена интенсивность ускоренного пучка в зависимости от соотношения токов в прямых и обратных секторах. Сопоставляя кривые а) и б) рис. 27, можно видеть их соответствие. Например, в области значений отношений токов единица и меньше ускоренного пучка не наблюдается, что может быть объяснено близостью сильных резонансов: $\sqrt{z} = 2, 2,5$ и $\sqrt{x} = 3$. Одновременно с исследованием различных режимов работы установки проводились измерения параметров равновесной орбиты по высоте и радиусу при разных энергиях ускоренного пучка.

Было найдено, что при оптимальных условиях настройки установки отклонение центра пучка по высоте от середины камеры составляет не более ± 4 мм, а отклонение равновесной орбиты в одинаковых точках структуры магнита от окружности составляет при тех же условиях настройки ± 5 мм.

З а к л ю ч е н и е

Созданная модель кольцевого фазотрона открывает широкие возможности по изучению таких явлений как резонансы со свободными колебаниями, захват электронов в бетатронный режим ускорения и накопление последовательно ускоренных порций частиц.

Использование высокочастотного поля в сочетании с индукционным позволяет исследовать ряд вариантов накопления пучка. Например, генератор высокой частоты включается в конце индукционного цикла ускорения и электроны захватываются в область устойчивости. Высокочастотное поле компенсирует действие тормозящего вихревого электрического поля, так что ускоренный пучок остается на постоянном радиусе, когда магнитный поток в индукционном сердечнике имеет отрицательное направление. С началом следующего цикла индукционного ускорения генератор высокой частоты выключается, происходит ускорение новой порции электронов и, одновременно, дальнейшее ускорение первой порции. По окончании этого цикла ускорения вторая порция частиц держится высокочастотным полем на постоянном радиусе, в то время как первая приближается к ней под действием тормозящего вихревого поля. В новом цикле ускорения снова происходит ускорение еще одной порции частиц и дальнейшее ускорение соединившихся в один пучок первых двух порций и т.д.

В данном варианте накопления так же как и в остальных, на которых мы здесь не останавливаемся, происходит расширение накапливаемого пучка по радиусу, а, следовательно, и по энергии 9, 17, 18, 19. Исследование условий, обеспечивающих накопление максимально возможного числа порций частиц в заданном интервале энергий, является одной из основных задач, которые предстоит решить на данной модели.

В заключение авторы приносят благодарность Р.Н.Федоровой, проделавшей большую работу на электронно-счетной машине, Ю.А.Чернышовой и А.Грачеву за хорошее обслуживание и изготовление отдельных узлов установки, а также коллективам экспериментальных мастерских и радиомонтажной группы, принимавшим участие в изготовлении установки.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июля 1960 года.

П р и л о ж е н и е

Значение коэффициентов в формуле /2.16/

$$\begin{aligned}
 A_x &= 1 + 2\delta(\operatorname{tg}\psi_1 + \operatorname{tg}\psi_2) + 2\delta^2 \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2 \\
 B_x &= (1+n_1)^{-1/2} (\operatorname{tg}\psi_1 + \operatorname{tg}\psi_2 + \delta \operatorname{tg}^2\psi_1 + 2\delta \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2 + \delta^2 \operatorname{tg}^2\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2) \\
 C_x &= (n_1+1)^{1/2} (\delta + \delta^2 \operatorname{tg}\psi_2) \\
 D_x &= (n_2-1)^{-1/2} (\operatorname{tg}\psi_1 + \operatorname{tg}\psi_2 + \delta \operatorname{tg}^2\psi_2 + 2\delta \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2 + \delta^2 \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}^2\psi_2) \\
 E_x &= (n_2-1)^{1/2} (\delta + \delta^2 \operatorname{tg}\psi_1) \\
 F_x &= (n_2-1)^{1/2} (n_1+1)^{1/2} \delta^2 \\
 G_x &= (n_2-1)^{-1/2} (n_1+1)^{-1/2} (\operatorname{tg}\psi_1 + \operatorname{tg}\psi_2 + \delta \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2)^2 \\
 M_x &= (n_1+1)^{1/2} (n_2-1)^{-1/2} (1 + \delta \operatorname{tg}\psi_2)^2 \\
 I_x &= (n_1+1)^{-1/2} (n_2-1)^{1/2} (1 + \delta \operatorname{tg}\psi_1)^2
 \end{aligned}$$

/1.1/

$$\begin{aligned}
 A_z &= 1 - 2\delta(\operatorname{tg}\psi_1 + \operatorname{tg}\psi_2) + 2\delta^2 \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2 \\
 B_z &= n_2^{-1/2} (-\operatorname{tg}\psi_1 - \operatorname{tg}\psi_2 + \delta \operatorname{tg}^2\psi_2 + 2\delta \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2 - \delta^2 \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}^2\psi_2) \\
 C_z &= n_2^{1/2} (\delta - \delta^2 \operatorname{tg}\psi_1) \\
 D_z &= n_1^{-1/2} (-\operatorname{tg}\psi_1 - \operatorname{tg}\psi_2 + \delta \operatorname{tg}^2\psi_1 + 2\delta \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2 - \delta^2 \operatorname{tg}^2\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2) \\
 E_z &= n_1^{1/2} (\delta - \delta^2 \operatorname{tg}\psi_2) \\
 F_z &= n_2^{1/2} n_1^{1/2} \delta^2 \\
 G_z &= n_2^{-1/2} n_1^{-1/2} (-\operatorname{tg}\psi_1 - \operatorname{tg}\psi_2 + \delta \operatorname{tg}\psi_1 \operatorname{tg}\psi_2)^2 \\
 M_z &= n_2^{1/2} n_1^{-1/2} (1 - \delta \operatorname{tg}\psi_1)^2 \\
 I_z &= n_2^{-1/2} n_1^{1/2} (1 - \delta \operatorname{tg}\psi_2)^2
 \end{aligned}$$

Между этими коэффициентами легко установить следующие соотношения, использование которых существенно облегчает вывод различных формул:

$$E_{x,z}^2 = I_{x,z} F_{x,z}$$

$$C_{x,z}^2 = M_{x,z} F_{x,z}$$

$$(A_{x,z} - 1)^2 = 4G_{x,z} F_{x,z}$$

$$(A_{x,z} - 1)A_{x,z} - 4B_{x,z} C_{x,z} = -(A_{x,z} - 1)$$

$$D_{x,z} E_{x,z} - F_{x,z} G_{x,z} = \frac{A_{x,z} - 1}{2}$$

$$D_{x,z} I_{x,z} - E_{x,z} G_{x,z} = B_{x,z}$$

$$E_{x,z} M_{x,z} - D_{x,z} F_{x,z} = C_{x,z}$$

$$M_{x,z} I_{x,z} - F_{x,z} G_{x,z} = A_{x,z}$$

$$I_{x,z} C_{x,z} - F_{x,z} B_{x,z} = E_{x,z}$$

$$M_{x,z} B_{x,z} - C_{x,z} G_{x,z} = D_{x,z}$$

$$2D_{x,z} F_{x,z} - A_{x,z} C_{x,z} = -C_{x,z}$$

$$2B_{x,z} F_{x,z} - A_{x,z} E_{x,z} = -E_{x,z}$$

$$2B_{x,z} D_{x,z} - A_{x,z} G_{x,z} = G_{x,z}$$

$$2C_{x,z} D_{x,z} - A_{x,z} M_{x,z} = -M_{x,z}$$

$$2B_{x,z} E_{x,z} - A_{x,z} I_{x,z} = -I_{x,z}$$

$$2C_{x,z} E_{x,z} - A_{x,z} F_{x,z} = F_{x,z}$$

$$2M_{x,z} B_{x,z} - A_{x,z} D_{x,z} = D_{x,z}$$

/1.2/

Через коэффициенты /1,1/ также выражаются элементы матриц преобразования решений на элементе периодичности и коэффициенты $X_{x,z}; Y_{x,z}$.

$$Q_{11} = A_x \cos \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 - 2C_x \sin \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + (E_x + D_x) \cos \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2 - (F_x + M_x) \sin \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2$$

$$Q_{12} = \varrho_0 (n_1 + 1)^{-1/2} \tilde{Q}_{12} = \varrho_0 (n_1 + 1)^{-1/2} \left\{ 2C_x \cos \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + A_x \sin \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + \right. \\ \left. + (F_x + M_x) \cos \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2 + (E_x + D_x) \sin \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2 \right\}$$

$$Q_{21} = \frac{1}{\varrho_0} (n_1 + 1)^{1/2} \tilde{Q}_{21} = \frac{1}{\varrho_0} (n_1 + 1)^{1/2} \left\{ 2B_x \cos \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 - A_x \sin \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + \right. \\ \left. + (I_x + G_x) \cos \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2 - (E_x + D_x) \sin \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2 \right\}$$

$$Q_{22} = A_x \cos \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + 2B_x \sin \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + (E_x + D_x) \cos \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2 + (I_x + G_x) \sin \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2$$

$$P_{11} = A_z \cos \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + (B_z - C_z) \sin \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + 2E_z \cos \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3 + (I_z - F_z) \sin \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3$$

$$P_{12} = \varrho_0 n_1^{-1/2} \tilde{P}_{12} = \varrho_0 n_1^{-1/2} \left\{ 2E_z \cos \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + A_z \cos \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3 + \right. \\ \left. + (I_z - F_z) \sin \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + (B_z - C_z) \sin \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3 \right\} \quad /1.3/$$

$$P_{21} = \frac{1}{\varrho_0} n_1^{1/2} \tilde{P}_{21} = \frac{1}{\varrho_0} n_1^{1/2} \left\{ 2D_z \cos \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + A_z \cos \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3 + \right. \\ \left. + (G_z - M_z) \sin \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + (B_z - C_z) \sin \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3 \right\}$$

$$P_{22} = A_z \cos \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + 2D_z \cos \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3 + (B_z - C_z) \sin \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + (G_z - M_z) \sin \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3$$

$$X_x = 2E_x \cos \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + A_x \cos \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2 + (I_x - F_x) \sin \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha_2 + \\ + (B_x - C_x) \sin \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha_2$$

$$Y_x = 2(D_x - E_x) \cos \alpha_1 - (M_x + I_x - F_x - G_x) \sin \alpha_1$$

$$X_z = 2C_z \cos \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + (F_z + M_z) \cos \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3 + A_z \sin \alpha_4 \operatorname{ch} \alpha_3 + \\ + (D_z + E_z) \sin \alpha_4 \operatorname{sh} \alpha_3$$

$$Y_z = 2(C_z + B_z) \operatorname{ch} \alpha_3 + (M_z + F_z + G_z + I_z) \operatorname{sh} \alpha_3$$

Л и т е р а т у р а

- 1а. А.А.Коломенский, В.А.Петухов, М.С.Рабинович, ФИАН, /1953/.
- 1б. А.А.Коломенский, В.А.Петухов, М.С.Рабинович. Сборник "Некоторые вопросы теории циклических ускорителей" изд. АН СССР, Москва /1955/, см.также ПТЭ, № 2, 26, /1956/.
2. K.R.Symon, Phys.Rev. 98, 1152 /1955/.
3. K.R.Symon, D.W.Kerst and all, Phys.Rev. 103, 1837 /1956/. /см.также перевод в УФН, XI,613/1957/.
4. А.А.Коломенский. Атомная энергия, 3, 492 /1957/.
5. В.А.Петухов. ЖЭТФ, 32, 379 /1957/.
6. А.А.Коломенский. ЖЭТФ, 33, 298 /1957/.
7. T.Ohkawa, Rev. Sci.Instr. 29, 108 /1958/.
8. F.T.Cole, R.O.Naxby and all. Phys.Rev. Sci.Instr. 28, 403 /1957/.
9. K.M.Terwilliger, L.W.Jones and all. Rev.Sci.Instr. 28, 987 /1957/.
10. В.И.Котов, Ю.Л.Обухов, В.А.Пуштарик. Препринт, Дубна /1958/, см.также ПТЭ, № 5, 19 /1959/.
11. А.А.Коломенский. Труды ФИАН, 13, 3 /1960/.
12. Дж.Стокер. Нелинейные колебания в механических и электрических системах, ИЛ, Москва, /1953/.
13. А.М.Балдин, В.В.Михайлов, М.С.Рабинович, ЖЭТФ, 31 /1956/.
14. М.С.Рабинович. Атомная энергия, 2, 431 /1957/.
15. М.С.Рабинович. Труды ФИАН, 10, 23 /1958/.
16. G.Luders, Nuovo Cimento Suppl. ser. 10, 2 /4/, 1075 /1955/.
17. K.R.Symon, A.M.Sessler, CERN Symposium 1, 44 /1956/.
18. А.А.Коломенский, В.Н.Лебедев. Intern.Conf. on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN. /1959/.
19. Nils Vogt-Nilsen, CERN 58 - 9