

**ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР**

---

препринт- 65-2

**А.А.Авдиенко, В.Л.Ауслендер, Ю.Г.Матвеев, С.И.Мишнев**

**Система управления накопленными пучками  
в накопителе ВЭПП-2**

**НОВОСИБИРСК 1966**

## А Н Н О Т А Ц И Я

В работе приведены основные данные расчета системы электромагнитного управления накопленными пучками в накопителе ВЭП-2 и краткое её описание.

	Стр.
1. Введение	3
2. Краткое описание системы управления накопленными пучками	4
3. Разведение орбит электронов и позитронов в промежутках встречи и резонатора в аксиальном направлении при накоплении	5
4. Пересечение орбит накопленных частиц в промежутках встречи и резонатора	7
5. Оценка ухода места встречи по азимуту при пересечении орбит под малым углом в промежутке встречи из-за пульсаций источников питания	8
6. Разведение частот бетатронных колебаний электронов и позитронов с помощью неоднородного электростатического поля	10
7. Измерение частот бетатронных колебаний встречных пучков с помощью резонансной раскачки	14
8. Управление радиальными и аксиальными размерами накопленных пучков	14
9. Отсос ионов из электронного пучка	21
10. Управление положением равновесной орбиты с помощью магнитной системы	25
а) вертикальная коррекция	25
б) радиальная коррекция	26
11. Регулировка частот бетатронных колебаний	26
а) регулировка частот с помощью ползунковых накладок	26
б) плавная регулировка частот с помощью токовых корректирующих витков	27
12. Заключение	28
13. Приложение	29
а. Обозначения на рис. 6 и величины $R$ и $C$	29
б. Длины и типы подводных кабелей	30
в. Обозначения к рис. 2	30
г. Параметры пластин	31
Литература	32

И. ВВЕДЕНИЕ

Система управления накопленными пучками предназначена для:

1. измерения частот бетатронных колебаний встречных пучков с помощью резонансной раскачки;
  2. разведения частот бетатронных колебаний встречных пучков при накоплении с помощью неоднородного электростатического поля;
  3. Коррекции частот бетатронных колебаний полем токовых витков в квадрупольном включении;
  4. разведение электронной и позитронной орбит в аксиальном направлении в промежутках встречи и резонатора для устранения электромагнитного взаимодействия встречных пучков в процессе их накопления;
  5. пересечение орбит накопленных пучков под малым углом в аксиальном направлении в промежутках встречи и резонатора для уменьшения области взаимодействия встречных пучков и устранения неустойчивостей из-за электромагнитного взаимодействия;
  6. управления радиальными и аксиальными размерами встречных пучков путем некогерентной раскачки короткими импульсами высокого напряжения;
  7. отсоса ионов из области орбит накопленных пучков для устранения эффектов, связанных с увеличением размеров электронного пучка, уменьшением его времени жизни и сдвигом частот бетатронных колебаний;
  8. компенсация квадратичной нелинейности в поле накопителя с помощью токовых витков в секступольном включении; и
  9. управление положением равновесной орбиты.
- Все перечисленные действия с накопленными пучками производятся электромагнитными полями, создаваемыми специальными отклоняющими пластинами, размещенными в камере накопителя во всех квадрантах и прямолинейном промежутке встречи и с помощью токовых витков / I 3.9/
- В каждом квадранте по 3 пластины: две аксиальные и одна радиальная. В промежутке встречи расположены четыре пластины, образующие электростатический "квадруполь" и восемь стержней, составляющих магнитную систему, с помощью которой выполняются действия, указанные в пунктах 3 или 8, в зависимости от схемы их включения. Отклоняющие пластины и магнитная система изображены на рис. I + 5.

## 2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ НАКОПЛЕННЫМИ ПУЧКАМИ

Принципиальная схема электростатической системы изображена на рис.6. Режим разведения орбит достигается подачей напряжения от выпрямителей В2 и В3 на отклоняющие пластины ПВ1Z, ПВ2Z, ПН1Z, ПН2Z. Одновременно эти пластины производят отсос ионов. Режим пересечения орбит под малым углом создается дополнительным подключением выпрямителя В1 к пластинам ПВ1Z и ПН1Z через инвертор. При этом поле этих пластин меняет направление на обратное по сравнению с режимом разведения орбит. Подавая в любой момент на пластину ПВ2Z напряжение от генератора резонансной раскачки, можно измерить частоты бетатронных колебаний. Опустив разъединители Р1 и Р2 можно изменить частоты бетатронных колебаний с помощью электростатического "квадруполя". Одновременно пластинами "квадруполя" отсасываются ионы из прямолинейного промежутка встречи. При необходимости квадруполь может быть запитан от выпрямителей В8 и В9. Частоты бетатронных колебаний можно менять также подачей напряжения на пластины П1Z + П4Z через коммутатор от В4 или В5. Подключение производится к В4 или В5 в зависимости от того, уменьшать или увеличивать необходимо частоту бетатронных колебаний электронов или позитронов. Одновременно поля радиальных пластин П1Z - П4Z вызывают дрейф ионов из квадрантов, что необходимо для отсоса ионов из третьего и четвертого квадрантов, в которых на вертикальные пластины не подается постоянное напряжение.

Управление радиальными размерами пучков осуществляется подачей импульсов от генераторов импульсной раскачки ГИР № 3 и ГИР № 4 на пластины П3Z и П4Z через развязывающие конденсаторы. Эти пластины через такие же развязывающие конденсаторы нагружены на согласующие сопротивления для обеспечения независимого управления радиальными размерами электронов и позитронов.

Вертикальные размеры пучков меняются подачей импульсов ГИР № 1 и ГИР № 2 на пластины ПВ3Z и ПВ4Z через коммутаторы К8 и К9. Эти пластины одновременно выполняют роль инфлекторов для впуска в накопитель электронов и позитронов. Генераторы импульсной рас-

качки имеют достаточно широкий диапазон изменения частоты следования импульсов и амплитуд.

Частота следования может изменяться от одиночных импульсов до 10 кгц. Амплитуда импульсов от 0,1 кв до 5 кв. Это обычные простейшие генераторы с внешним запуском. Основаны на разряде ёмкости кабеля через импульсный тиратрон. Изменение частот бетатронных колебаний и компенсация квадратичной нелинейности в поле накопителя производится с помощью магнитной системы (корректирующих витков) рис.4. Поле этих витков меняет частоты бетатронных колебаний и компенсирует квадратичную нелинейность по разному, в зависимости от схемы подключения этих витков (рис.5).

Коррекция искажений медианной поверхности и положения равновесной орбиты по вертикали производится изменением тока в витках коррекции медианной поверхности (рис.2). Радиальная коррекция равновесной орбиты производится шунтировкой обмоток, создающих основное магнитное поле накопителя.

## 3. РАЗВЕДЕНИЕ ОРБИТ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ПРОМЕЖУТКАХ ВСТРЕЧИ И РЕЗОНАТОРА В АКСИАЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ

Режим разведения орбит, как уже было сказано, достигается подачей постоянного напряжения на вертикальные пластины по схеме, приведенной на рис.6. При этом электронная и позитронная орбиты наклоняются относительно друг друга и расходятся в аксиальном направлении в промежутках встречи и резонатора.

В режиме разведения орбит воздействие поля пластин на пучки может быть представлено в линейном приближении как воздействие внешней вынуждающей силы на осциллятор с частотой обращения частиц и длительностью  $\frac{2l_n}{c}$ , где  $l_n$  - длина пластины,  $c$  - скорость света.

Графически эта вынуждающая сила изображена на рис.7 с учетом отсутствия пластин в прямолинейных промежутках. Такую вынуждающую силу (напряженность электрического поля пластин) можно разложить в ряд Фурье:

$$E(t) = 0,80 \cdot E \cdot \left[ \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{\cos(2k+1)\omega_0 t}{(2k-1)} \right] \quad (I),$$

где:  $\omega_0$  - частота обращения частиц  
 $t$  - время  
 $E$  - амплитудное значение напряженности электрического поля.

Движение частиц при наличии внешней вынуждающей силы описывается уравнением:

$$\ddot{z} + \omega_0^2 \nu_z^2 z = \frac{e}{m} \mathcal{E}(t) \quad (2)$$

где  $e, m$  - заряд и масса частицы.

Для нашего случая решение этого уравнения имеет вид:

$$z(t) = \frac{0,8eE}{m\omega_0^2} \left[ \frac{1}{2\nu_z^2} - \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} \cos(2k-1)\omega_0 t}{(2k-1)[(2k-1)^2 - \nu_z^2]} \right] \quad (3)$$

или заменяя  $m = \frac{W}{c^2}$  и  $\omega_0 = 2\pi f_0$  и подставляя  $f_0 = 25$  МГц,  
 $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ ,  $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ , получим:

$$z(t) = 2,92 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{E [\text{в/см}]}{W [\text{МэВ}]} \left\{ \frac{1}{2\nu_z^2} - \frac{2}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} \cos(2k-1)\omega_0 t}{(2k-1)[(2k-1)^2 - \nu_z^2]} \right\} \quad (3')$$

Поскольку режим разведения орбит преследует цель, состоящую в устранении электромагнитного взаимодействия встречных сгустков частиц при накоплении, то наиболее интересны величины отклонений раздвинутых орбит от равновесной в районе места встречи и резонатора:

В районе резонатора, т.е. при  $\omega_0 t = 0,2\pi \dots 2k\pi$   
 где  $k = 1, 2, 3$ .

отклонение сгустка от равновесной орбиты:

$$z_2 = -4,65 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{E [\text{в/см}]}{W [\text{МэВ}]} \quad (4)$$

где поставлено  $\nu_z = 0,85$ .

В месте встречи, т.е. при  $\omega_0 t = \pi, 3\pi \dots (2k+1)\pi$  отклоне-  
 ние от равновесной орбиты:

$$z_4 = +8,75 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{E [\text{в/см}]}{W [\text{МэВ}]} \quad (4')$$

6.

Например, при энергии частиц  $W = 100$  МэВ и напряжении на пластинах  $U = \pm 10$  кв, расстояние между электронной и позитронной орбитами в месте встречи должно быть равно:

$$2z_4 = +35 \text{ мм}$$

$$\text{В резонаторе } 2z_2 = -10,6 \text{ мм.}$$

#### 4. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ОРБИТ НАКОПЛЕННЫХ ПУЧКОВ ПОД МАЛЫМ УГЛОМ

В этом режиме пластины ПВИЗ и ПНИЗ с помощью инвертора подключаются к выпрямителю В1 и приобретают потенциалы обратной полярности относительно режима разведения. Благодаря этому орбиты меняют положение таким образом, что начинают пересекаться под малым углом в резонаторе и месте встречи. В этом случае область взаимодействия встречных пучков сильно уменьшается по сравнению со случаем несдвинутых орбит.

Внешняя вынуждающая сила (напряженность электрического поля пластин) в этом режиме изображена на рис.8.

В виде ряда Фурье:

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{0,8 \cdot 2 \cdot E}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\cos k \cdot \frac{\pi}{2} - 1)}{k} \sin k \omega_0 t \quad (5)$$

Аналогично случаю разведения орбит, подставляя в уравнение движения (2) получим решение:

$$z(t) = -\frac{0,8 \cdot 2 \cdot e E}{\pi m \omega_0^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(1 - \cos k \frac{\pi}{2}) \sin k \omega_0 t}{k(k^2 - \nu_z^2)} \quad (6)$$

В этом режиме максимальное отклонение орбит накопленных электронов и позитронов происходит в промежутках впуска электронов и позитронов, т.е. при

$$\omega_0 t = k \cdot \frac{\pi}{2} \quad z_{\max} = -1,86 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{E [\text{в/см}]}{W [\text{МэВ}]} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(1 + \cos \frac{k\pi}{2}) \cdot \sin \frac{k\pi}{2}}{k(k^2 - \nu_z^2)}$$

При учете первых пяти гармоник:

$$z_{\max} = \pm 6,58 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{E [\text{в/см}]}{W [\text{МэВ}]} \quad (7)$$

Однако, нас интересует больше угол, чем отклонение.

Угол между медианной плоскостью и наклоненной орбитой:

$$\alpha_z = \frac{v_z}{v} = \frac{z'(t)}{R_0 \omega_0} \quad (8)$$

или:

$$\alpha_z = \frac{0,8 \cdot 2eE}{\pi m \omega_0^2 R_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(1 - \cos \frac{k\pi}{2}) \cos k\omega_0 t}{k^2 - v_z^2}$$

Он достигает максимального значения в месте встречи и в резонанторе.

Учитывая первые пять гармоник, получим:

$$\alpha_{z \max} = 3,87 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{E[\text{В/см}]}{W[\text{МэВ}]} \quad (9)$$

где  $R_0 = 150$  см,  $\alpha_z$  - в радианах.

Угол между электронной и позитронной орбитами в месте встречи:

$$2 \alpha_{z \max} = 7,74 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{E[\text{В/см}]}{W[\text{МэВ}]} \quad (10)$$

Например, при энергии частиц  $W = 100$  МэВ и напряжении на пластинах  $U = \pm 10$  кв.

$$2 \alpha_{z \max} = 7,74 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{2000}{100} = 1,55 \cdot 10^{-2} \text{ рад} = 0^{\circ}55'$$

### 5. ОЦЕНКА УХОДА МЕСТА ВСТРЕЧИ ПО АЗИМУТУ ОТ ПУЛЬСАЦИЙ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ОРБИТ НАКОПЛЕННЫХ ПУЧКОВ ПОД МАЛЫМ УГЛОМ

Для оценки ухода места встречи из-за пульсаций необходимо решить уравнение движения (2) с подстановкой функции вида рис.5 (пунктиром).

Разложение этой функции в ряд Фурье:

$$f(t) = -0,8 \left[ \frac{(2E - \Delta E)}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\cos \frac{k\pi}{2} - 1)}{k} \sin k\omega_0 t - \Delta E \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{\cos(2k-1)\omega_0 t}{2k-1} \right) \right] \quad (11)$$

Подставляя (11) в уравнение (2), найдем решение уравнения:

$$z(t) = \frac{0,8e}{m\omega_0^2} \left[ \frac{\Delta E}{4v_z^2} + \sum_{k=1}^{\infty} -\frac{\Delta E (-1)^{k+1} \cos(2k-1)\omega_0 t}{\pi(2k-1)[(2k-1)^2 - v_z^2]} + \frac{2E - \Delta E}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\cos \frac{k\pi}{2} - 1) \sin k\omega_0 t}{k \cdot (k^2 - v_z^2)} \right] \quad (12)$$

Если учесть только нулевую и первую гармоники:

$$z(t) = \frac{0,8e}{m\omega_0^2} \left\{ \frac{\Delta E}{4v_z^2} - \frac{1}{\pi(1-v_z^2)} [\Delta E \cos \omega_0 t + (2E - \Delta E) \sin \omega_0 t] \right\}$$

Это выражение можно представить так

$$z(t) = \frac{0,8e}{m\omega_0^2} \left[ \frac{\Delta E}{4v_z^2} - \frac{\sqrt{\Delta E^2 + (2E - \Delta E)^2}}{\pi(1-v_z^2)} \cdot \sin(\omega_0 t + \alpha) \right] \quad (13)$$

Чтобы найти угловое смещение места встречи (места пересечения орбит) из-за пульсаций, потребуем:

$$z(t) = 0$$

и

$$\omega_0 t = 0, \pi, \dots, k\pi$$

Тогда:

$$\frac{\Delta E}{4v_z^2} = \pm \frac{\sqrt{\Delta E^2 + (2E - \Delta E)^2}}{\pi(1-v_z^2)} \cdot \sin \alpha$$

$$\sin \alpha \approx \alpha = \pm \frac{\pi(1-v_z^2)}{4 \cdot v_z^2} \cdot \frac{\Delta E}{\sqrt{\Delta E^2 + (2E - \Delta E)^2}} = \pm 0,26 \frac{\Delta E}{2E}$$

В единицах длины смещение места встречи по азимуту:

$$\Delta \ell = \pm \alpha R_3 = \pm 0,26 \cdot \frac{\Delta E}{2E} R_0 (1 + \lambda) \quad (14)$$

$$R_3 = R_0 (1 + \lambda)$$

$$R_3 = 150 (1 + 0,267) = 190 \text{ см.}$$

$R_0$  - радиус равновесной орбиты.

$\lambda = \frac{m \ell_n}{2\pi R_0}$ ;  $\ell_n$  - длина промежутка,  $m = 4$  - количество промежутков.

Значит при пульсации в 1%, т.е.  $\frac{\Delta E}{E} = 0,01$  смещение места встречи:

$$\Delta \ell = \pm \frac{1}{2} \cdot 0,01 \cdot 0,25 \cdot 190 = \pm 0,247 \text{ см} \approx 2,5 \text{ мм}$$

Свяжем  $\Delta l$  с  $L$ -длиной области взаимодействия двух пучков, встречающихся под углом  $2\alpha_z = 7,64 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{E[\text{В/см}]}{W[\text{МэВ}]}$

$$L = \frac{d_z}{\sin 2\alpha_z} \approx \frac{d_z}{2\alpha_z} \quad \text{где } d_z - \text{аксиальный размер пучков.}$$

$$\frac{\Delta l}{L} = 9,95 \cdot 10^{-5} R_0(1+\lambda) \cdot \frac{\Delta E[\%/\text{см}]}{d_z[\text{см}] W[\text{МэВ}]}$$

или

$$\frac{\Delta l}{L} \approx 0,02 \frac{\Delta E[\%/\text{см}]}{d_z[\text{см}] W[\text{МэВ}]}$$

При  $W = 100$  МэВ и  $U = 10$  кв,  $d_z = 0,1$  см,  $\frac{\Delta E}{E} = 0,01$ ,  $\Delta E = 20$  в/см, а  $\frac{\Delta l}{L} \approx 0,04$ .

### 6. РАЗВЕДЕНИЕ ЧАСТОТ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ НЕОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Для борьбы с неустойчивостями может оказаться полезным как одинаковое изменение частот бетатронных колебаний встречных пучков, так и относительно друг друга.

Последнее возможно осуществить только с помощью неоднородного электростатического поля. Наиболее естественно разведение бетатронных частот с помощью электростатического квадруполя, у которого постоянен градиент поля. Однако, в наших условиях из-за соображений сохранения апертуры ввести в камеру гиперболические электроды, или эквивалентные им, нельзя. Реальная система изображена на рис.4. Из-за малой длины и значительного отклонения от поля квадруполя реальная система пригодна только для небольшой регулировки частот.

Для изменения частот бетатронных колебаний в широких пределах введены в камеру накопителя специальные радиальные пластины. Поскольку расчет обеих систем затруднителен, то произведено моделирование полей в электролитической ванне. Поле "квадруполя" рис.10. Поле радиальных пластин рис.11. Рассмотрим сначала квадрупольную линзу. Электростатический потенциал в любой точке линзы ( $\xi, \eta$ ) между электродами рис.9 определяется, как: / 2 /

$$V = C \cdot \xi \cdot \eta \quad (I5)$$

10.

$$\left. \begin{aligned} \xi &= z \cdot \cos \varphi + r \sin \varphi \\ \eta &= -z \cdot \sin \varphi + r \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (I6)$$

Подставляя (I6) в (I5) и учитывая, что  $\varphi = 45^\circ$ , имеем:

$$V = \frac{1}{2} C (r^2 - z^2) \quad (I7)$$

Отсюда:

$$\frac{dV}{dz} = C z = E_z ; \quad \frac{d^2V}{dz^2} = C = \frac{dE}{dz}$$

$$E_z = z \cdot \frac{dE}{dz}$$

Сила, действующая на заряженную частицу:

$$F_z = q \cdot E_z = q \cdot z \cdot \frac{dE}{dz} \quad (I8)$$

Потенциал любой точки квадруполя:

$$V = \frac{1}{2} \frac{dE}{dz} (z^2 - r^2) \quad (I9)$$

Так как электростатический квадруполь имеет длину много меньше длины орбиты, то сила усредненная по орбите:

$$\bar{F} = q \cdot z \cdot \frac{dE}{dz} \cdot \frac{l}{2\pi R_0(1+\lambda)} \quad (20)$$

где  $l$  - длина квадруполя.

Уравнение движения с внешней силой:

$$M \frac{d^2z}{dt^2} + M \omega_0^2 v_{oz}^2 - \bar{F} = 0 \quad (21)$$

Подставляя  $\bar{F}$  и деля на  $M$ , имеем:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \left[ \omega_0^2 v_{oz}^2 - \frac{q}{M} \cdot \frac{dE}{dz} \cdot \frac{l}{2\pi R_0(1+\lambda)} \right] z = 0 \quad (22)$$

Обозначим  $[\dots]$  через  $\omega_0^2 v_z^2$ .

Тогда:

$$v_z^2 - v_{oz}^2 = - \frac{q}{M} \frac{dE}{dz} \frac{l}{2\pi R_0(1+\lambda) \omega_0^2} \quad (23)$$

Заменяя  $M = \frac{W}{c^2}$ ,  $R_0 = \frac{c}{\omega_0}$   $v_{oz} + v_z \approx 2v_{oz}$  (24)

11.

Получим:

$$\Delta V_z = V_z - V_{0z} = -\frac{q}{4\pi V_{0z}(1+\lambda)} \cdot \frac{R_0 l}{W} \cdot \frac{dE_z}{dz} \quad (25)$$

соответственно:

$$\Delta V_z = V_z - V_{0z} = -\frac{q}{4\pi V_{0z}(1+\lambda)} \cdot \frac{R_0 l}{W} \cdot \frac{dE_z}{dz} \quad (26)$$

В системе МКСА, подставляя:

$$V_{0z} = 0,88 ; V_{0z} = 0,7 ; (1+\lambda) = 1 + \frac{m c_0}{2\pi R_0} = 1,267 \quad (27)$$

$$R_0 = 1,5 \text{ м}; l = 0,23 \text{ м}; z = \zeta = \pm 0,05 \text{ м}; f_0 = 25 \text{ мгц.}$$

Получаем:

$$\Delta V_z = -0,0246 \cdot \frac{1}{W[\text{эВ}]} \cdot \frac{dE_z}{dz} \left[ \frac{\text{б}}{\text{м}^2} \right] \quad (28)$$

$$\Delta V_z = -0,031 \cdot \frac{1}{W[\text{эВ}]} \cdot \frac{dE_z}{dz} \left[ \frac{\text{б}}{\text{м}^2} \right] \quad (29)$$

Или подставив:

$$\frac{dE_z}{dz} = \frac{2V}{z^2 - \zeta^2}$$

получим:

$$\Delta V_z = 1,97 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{V[\text{кВ}]}{W[\text{МэВ}]} \quad (30)$$

$$\Delta V_z = 2,46 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{V[\text{кВ}]}{W[\text{МэВ}]} \quad (31)$$

Например, при энергии частиц  $W = 100$  МэВ и напряжении на пластинах квадруполя  $V = \pm 10$  кВ

$$\Delta V_z = 1,97 \cdot 10^{-3}$$

Соответственно:  $\Delta f_{\beta z} = 4,94 \cdot 10^4$  гц.

С реальной системой изменения бетатронных частот должно быть меньше, так как в ней  $z \neq \zeta$ , а именно:

$$\zeta = \pm 0,05 \text{ м}$$

$$z = \pm 0,07 \text{ м.}$$

Кроме того, электроды плоские с закругленными краями, а не гиперболические цилиндры.

Из картины поля рис.10, полученной моделированием на ванне, следует, что градиент поля в реальной системе не постоянен и в районе

равновесной орбиты равен:

$$\frac{dE_z}{dz} \left[ \frac{\text{б}}{\text{см}^2} \right] = 2,3 \cdot 10^{-2} U[\text{б}]$$

Поэтому следует ожидать:

$$\Delta V_z = 3,1 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{W[\text{эВ}]} \cdot \frac{dE_z}{dz} \left[ \frac{\text{б}}{\text{м}^2} \right] = 7,15 \cdot 10^{-3} \frac{U[\text{кВ}]}{W[\text{МэВ}]} \quad (32)$$

т.е. при  $W = 100$  МэВ и  $U = \pm 10$  кВ

$$\Delta V_z = 7,15 \cdot 10^{-4} ; \Delta f_{\beta z} = 1,78 \cdot 10^4 \text{ гц.}$$

Значительно больший вклад в изменение частот бетатронных колебаний должно вносить поле радиальных пластин из-за их большой протяженности по азимуту. Из картины поля на рис.11, полученной моделированием в электролитической ванне, следует, что градиент поля около равновесной орбиты:

$$\frac{dE_z}{dz} \left[ \frac{\text{б}}{\text{см}^2} \right] = 1,1 \cdot 10^{-2} U[\text{б}]$$

$$l = 4 \cdot L = 4 \cdot 233 = 932 \text{ см.}$$

При работе всех 4-х радиальных пластин, используя формулу (26), имеем:

$$\Delta V_z = 1,26 \cdot 10^4 \cdot \frac{1}{W[\text{эВ}]} \cdot \frac{dE_z}{dz} \left[ \frac{\text{б}}{\text{см}^2} \right] = 1,38 \cdot 10^{-1} \frac{U[\text{кВ}]}{W[\text{МэВ}]} \quad (33)$$

при  $W = 100$  МэВ и  $U = 10$  кВ

$$\Delta V_z \approx 0,014$$

$$\Delta f_{\beta z} = 3,45 \cdot 10^5 \text{ гц.}$$

Итак, поле радиальных пластин должно сильнее в 20 раз изменять частоту бетатронных колебаний, чем поле электростатического "квадруполя" при одинаковых напряжениях на пластинах (радиальных и квадруполя).

Обработка поля радиальных пластин (рис.11) показала, что с помощью этих пластин возможна также компенсация квадратичной нелинейности магнитного поля накопительной дорожки ВЭПП-2, что в настоящее время подтверждено экспериментально.



## 7. ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНОЙ РАСКАЧКИ

Измерение частот бетатронных колебаний с помощью резонансной раскачки подробно описано в литературе /4,5,6/ и не нуждается в пояснении.

На накопителе ВЭП-2 оно осуществляется подачей резонансной частоты на пластину ПВЗ2 от генератора ГРР через разделительный конденсатор (рис.6). Эквивалентная схема приведена на рис.12. Из нее видно, что поле между вертикальными пластинами ПВЗ2 и ПНЗ2 создается напряжением:

$$U_0 = U \frac{C \cdot C_1}{C_1(C+C_0) + C(2C_0+C)}$$

В имеющейся системе  $U_0 = 0,234 \cdot U$ , так как  $C = 350$  пф;  $C_0 = 25$  пф;  $C_1 = 125$  пф (4 КОБ-2 последовательно).

Условия резонансной раскачки выполняются при частотах возмущающего напряжения:

$$\omega = \omega_0 (k \pm \nu) \quad (34)$$

где  $\omega_0$  - частота обращения частиц

$$k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$\nu$  - число бетатронных колебаний на один оборот.

## 8. УПРАВЛЕНИЕ РАДИАЛЬНЫМИ И АКСИАЛЬНЫМИ РАЗМЕРАМИ НАКОПЛЕННЫХ ПУЧКОВ НА ВЭП-2

Управление аксиальными размерами пучков производится подачей импульсов генераторов ГИРН 1 и ГИРН 2 на вертикальные пластины ПНЗ3 и ПВЗ4 через специальные коммутаторы (рис.6).

Радиальные размеры пучков изменяются радиальными пластинами ПЗ7 и П47, на которые подаются импульсы генераторов ГИРН3 и ГИРН4 (рис.6).

Оба размера обоих пучков могут изменяться независимо друг от друга.

Уравнения движения частиц в кольцевых машинах в радиальном и

аксиальном направлении при наличии поля радиальных пластин приведены в работе /7/ (в линейном приближении):

$$\frac{d^2x}{d\varphi^2} + (1-n)x = h; \quad \frac{d^2z}{d\varphi^2} + n z = 0$$

где  $x = \frac{\Delta r}{R_0}$  - относительное отклонение частиц от равновесного радиуса и  $z = \frac{\Delta z}{R_0}$

$\varphi$  - азимутальная координата частиц

$h = \frac{H_n}{H_0}$  - относительная величина поля в районе отклоняющих пластин

$H_n$  - поле отклоняющих пластин

$H_0$  - поле накопителя.

Для машин с прямолинейными промежутками типа рейстрей (ВЭП-2) уравнение радиальных колебаний при наличии поля радиальных пластин:

$$\frac{d^2x}{d\varphi^2} + \nu_z^2 x = h \quad (35)$$

Для аксиальных колебаний при наличии поля аксиальных пластин:

$$\frac{d^2z}{d\varphi^2} + \nu_z^2 z = h \quad (36)$$

Поля радиальных и вертикальных пластин неоднородны, так как при раскачке пучков пластины работают в режиме несимметричного включения (импульсы раскачки подаются только на одну пластину из каждой пары). Поле аксиальных пластин изображено на рис.13, любезно предоставленном А.В.Киселёвым.

Видно, что в районе равновесной орбиты электрические поля пластин достаточно точно могут быть выражены аналитическими зависимостями в линейном приближении:

$$E(r) = E_{0r} + \frac{E_{0z}}{a_r} (R_0 - r) \quad (37)$$

$$E(z) = E_{0z} + \frac{E_{0z}}{a_z} z$$

$E_{0r}$  и  $E_{0z}$  - электрические поля пластин на равновесной орбите.

Обозначения  $a_r$  и  $a_z$  понятны из рис.11 и 13.

Учитывая, что раскачка пучков производится в режиме бегущей волны, а потому действие  $E$  и  $H$  складывается, получим поля на

равновесной орбите  $R_0 = 150$  см в относительных единицах:

$$2h_{0r} = \frac{2E_{0r}}{300H_0}; \quad 2h_{0z} = \frac{2E_{0z}}{300H_0}$$

Соответственно:

$$x = \frac{\Delta r}{R_0}; \quad z = \frac{\Delta z}{R_0}; \quad 2h_{1r} = \frac{2h_{0r}}{x_{\min}} = \frac{2E_{0r} R_0}{300H_0 \alpha_r}$$

$$2h_{1z} = \frac{2h_{0z}}{z_{\min}} = \frac{2E_{0z} \cdot R_0}{300H_0 \alpha_z}$$

Поля пластин, выраженные через магнитное поле в относительных единицах:

$$h(x) = h_{0r} + h_{1r} x \quad (38)$$

$$h(z) = h_{0z} + h_{1z} z$$

Используя данные моделирования (рис. II и I3), получим:

1. Для радиальных пластин:

$$h(x) = \frac{V [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]} (3,6 \cdot 10^{-3} + 2,5 \cdot 10^{-1} \cdot x) \quad (39)$$

2. Для аксиальных пластин:

$$h(z) = (1,32 \cdot 10^{-2} + 0,342 \cdot z) \cdot \frac{V [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]} \quad (40)$$

В бегущей волне эти поля надо удваивать, так как складывается действие  $E$  и  $H$

$x$  и  $z$  отсчитываются от равновесной орбиты в сторону потенциальной пластины. (Принято, что равновесная орбита - орбита с  $R_0 = 1500$  мм, лежащая в медианной плоскости).

$$\varphi_1 = v_z \varphi$$

$$\varphi_2 = v_z \varphi$$

$$\dot{\gamma}_1 = v_z \dot{\gamma}$$

$$\dot{\gamma}_2 = v_z \dot{\gamma}$$

$$\ddot{\gamma} = \frac{d^2 \gamma}{d\varphi^2}$$

$$\ddot{\chi} = \frac{d^2 \chi}{d\varphi^2}$$

Уравнения 35 и 36 представим в виде:

$$\ddot{x} + K_r^2 x = \frac{2h_{0r}}{v_z^2} \quad (41)$$

$$\ddot{z} + K_z^2 z = \frac{2h_{0z}}{v_z^2}$$

где

$$K_r = \sqrt{1 - \frac{1}{v_z^2} \frac{dh(x)}{dx}} = \sqrt{1 - \frac{2h_{1r}}{v_z^2}}$$

$$K_z = \sqrt{1 - \frac{2h_{1z}}{v_z^2}}$$

При:  $h_{1r} < v_z^2$ ;  $h_{1z} < v_z^2$  и  $x_0 = z_0 = \dot{x}_0 = \dot{z}_0 = 0$  что соответствует условиям раскочки накопленных пучков, решения уравнений (41) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{2h_{0r}}{K_r^2 v_z^2} \cdot (1 - \cos K_r \gamma_2) \\ x_1 &= \frac{2h_{0r}}{K_r \cdot v_z^2} \cdot \sin K_r \gamma_2 \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= \frac{2h_{0z}}{K_z^2 v_z^2} \cdot (1 - \cos K_z \gamma_1) \\ \dot{z}_1 &= \frac{2h_{0z}}{K_z v_z^2} \cdot \sin K_z \gamma_1 \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

$x_1; \dot{x}_1; z_1; \dot{z}_1$  - координаты и скорости частиц на выходе отклоняющих пластин при радиальной и аксиальной раскочке пучков.

Соответственно, амплитуды раскочки накопленных пучков за один удар при наличии полного поля пластин в течение всего времени прохождения частиц мимо пластин на одном обороте:

$$A_{0r} = \sqrt{x_1^2 + \dot{x}_1^2} \cdot R_0 = \frac{2h_{0r} R_0}{K_r^2 v_z^2} \sqrt{(1 - \cos K_r \gamma_2)^2 + K_r^2 \sin^2 K_r \gamma_2} \quad (44)$$

$$A_{0z} = \sqrt{z_1^2 + \dot{z}_1^2} \cdot R_0 = \frac{2h_{0z} R_0}{K_z^2 v_z^2} \sqrt{(1 - \cos K_z \gamma_1)^2 + K_z^2 \sin^2 K_z \gamma_1} \quad (45)$$

Однако, средняя амплитуда раскачки за один удар при длительности импульса, равной времени одного оборота, будет меньше, чем следует из формул (44 и 45). Это связано с тем, что отклоняющие пластины имеют конечную длину ( $\gamma = 90^\circ$ ), а фронт импульса конечную длительность ( $1,5 \cdot 10^{-8}$  сек). Поэтому при  $t_u = T_{ос}$  вероятность получения полного отклонения накопленными частицами около 1/8. Это легко показать.

В самом деле, так как частота обращения частиц и работа генератора раскачки независимые явления, то вероятность появления сгустка одинакова в любой момент относительно импульса раскачки. С другой стороны, время, в течение которого частицы могут получить полное отклонение  $\Delta T = T_{ос} - 2T_{пр} - \tau_\phi$ , где  $\tau_\phi$  - фронт импульса,  $T_{пр}$  - время пробега импульса вдоль отклоняющей пластины в одну сторону.  $T_{ос} = 40 \cdot 10^{-9}$  сек,  $T_{пр} = 1/4 T_{ос} = 10 \cdot 10^{-9}$  сек. Значит  $\Delta T = 5 \cdot 10^{-9}$  сек, а вероятность получения полного отклонения пучком  $W = \frac{\Delta T}{T_{ос}} = 1/8$ . Эффективность раскачки можно повысить за счет разумного увеличения длительности импульсов.

Из рассмотрения фазовых диаграмм при  $V_r = 0,7$  и  $V_z = 0,87$  (рис.14) видно, что для радиальной раскачки длительность импульса может достигать  $t_{uz} = 2T_{ос}$ , но не больше. Для аксиальной раскачки  $t_{uz} \leq 4T_{ос}$ .

С учетом выше сказанного можно записать выражения для средних амплитуд раскачки за один удар:

$$\bar{A}_{0r} = \alpha_1 A_{0r} \quad (46)$$

$$\bar{A}_{0z} = \alpha_2 A_{0z} \quad (47)$$

При выбранных длительностях импульсов для радиальной раскачки вероятность получения максимального удара (полного)

$$W = \frac{t_u - 2T_{пр} - \tau_\phi}{T_{ос}} = 1,12$$

т.е. за каждый импульс один из двух толчков будет максимальным. Поэтому  $1 < \alpha < 2$ .

Для аксиальной раскачки при  $t_u = 3T_{ос}$   $W = \frac{85}{40} = 2,12$ , т.е.

два из трех ударов имеют максимальное значение. С учетом того, что повторные толчки не дают отклонений пучка более 0,83 (рис.14) следует, что  $1,94 \leq \alpha_2 < 3$ . Форма импульсов представлена на рис.15. При необходимости поддерживать размеры пучка больше естественных, обусловленных многократным рассеянием на остаточном газе и затуханием бетатронных колебаний из-за некогерентного излучения электронов, нужно подавать на отклоняющие пластины импульсы напряжения с амплитудой, определяемой формулами 46 и 47 и частотой следования  $f_c \gg \frac{1}{\tau}$ , где  $\tau$  - постоянная затухания бетатронных колебаний. Поскольку фаза бетатронных колебаний частиц в накопителе и частота следования импульсов раскачки независимые явления, то возбуждение колебаний накопленных частиц с помощью генераторов раскачки можно представить как возбуждение гармонического осциллятора случайными толчками. Решение этой задачи приведено в /9/.

$$A = A_0 \sqrt{\frac{f_c \tau}{2}} \quad (48)$$

$A$  - среднеквадратичное установившееся значение амплитуды колебаний.

$A_0$  - максимальная (начальная) амплитуда колебаний, вызванных одним толчком.

Толчки предполагаются случайными по фазе и одинаковыми по амплитуде.

Подставляя вместо  $A_0$   $\bar{A}_{0z}$  и  $\bar{A}_{0r}$  получим:

$$A_z [см] \approx \frac{2h_{0z} R_0 \alpha_1}{K_z^2 V_z^2} \cdot \sqrt{\frac{f_c \tau_z}{2} [(1 - \cos K_z \gamma_z)^2 + K_z^2 \sin^2 K_z \gamma_z]} \quad (49)$$

$$A_z [см] \approx \frac{2h_{0z} R_0 \alpha_2}{K_z^2 V_z^2} \cdot \sqrt{\frac{f_c \tau_z}{2} [(1 - \cos K_z \gamma_1)^2 + K_z^2 \sin^2 K_z \gamma_1]} \quad (50)$$

Выражая через энергию частиц и напряжение на пластинах, зависящие от них величины, можно получить выражения для радиального и аксиального размеров пучка. Соответственно, радиальный размер пучка от раскачки радиальными пластинами (установившееся среднеквадратичное значение):

$$2A_z [\text{см}] = \frac{7,2 \cdot 10^{-3} \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]} \cdot R_0 \cdot \alpha_1}{V_z^2 - 0,5 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}} \times$$

$$\times \sqrt{2 f_c \tau_z [\text{сек}]} \left[ \left( 1 - \cos \frac{\delta_2}{2} \sqrt{V_z^2 - 0,5 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}} \right)^2 + \right. \quad (51)$$

$$\left. + \frac{V_z^2 - 0,5 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}}{V_z^2} \cdot \sin^2 \frac{\delta_2}{2} \sqrt{V_z^2 - 0,5 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}} \right]$$

Аксиальный размер пучка от раскачки вертикальными пластинами (установившееся среднее квадратичное значение):

$$2A_z [\text{см}] = \frac{2,64 \cdot 10^{-2} \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]} \cdot R_0 \cdot \alpha_2}{V_z^2 - 0,684 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}} \times$$

$$\times \sqrt{2 f_c \tau_z [\text{сек}]} \left[ \left( 1 - \cos \frac{\delta_1}{2} \sqrt{V_z^2 - 0,684 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}} \right)^2 + \right. \quad (52)$$

$$\left. + \frac{V_z^2 - 0,684 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}}{V_z^2} \cdot \sin^2 \frac{\delta_1}{2} \sqrt{V_z^2 - 0,684 \frac{V_0 [\text{кВ}]}{W [\text{МэВ}]}} \right]$$

Приведем значения размеров, раскаченных пучков при:

$$W = 100 \text{ МэВ}; \quad V = 5 \text{ кВ}; \quad f_c = 1000 \text{ гц}; \quad V_z = 0,87; \quad V_2 = 0,7$$

$$\tau_z \approx \tau_2 \approx 1 \text{ сек}; \quad \gamma = 90^\circ.$$

$$2A_z [\text{см}] = 5 \alpha_1 [\text{см}] \quad 2,5 < A_z [\text{см}] < 5$$

$$2A_z [\text{см}] = 14,9 \alpha_2 [\text{см}] \quad 14,5 < A_z [\text{см}] < 25,5$$

т.е. в обоих случаях велики  $U_m$  - импульса и частота следования  $f_c$  и пучок раскачивается за пределы апертуры камеры, т.е. губится.

Приведенный выше расчет проведен в предположении, что время раскогеренирования колебаний много меньше времени затухания колебаний.

Из формул 51 и 52 следует, что эффективность раскачки быстро уменьшается с ростом энергии частиц. Действительно, так как

$$\tau_z \approx \tau_2 \sim \frac{1}{\gamma^3} \quad \text{то} \quad A_z \text{ и } A_2 \sim \frac{1}{W} \sqrt{\frac{1}{W^3}} \sim \frac{1}{W^{5/2}}$$

### 9. ОТСОС ИОНОВ ИЗ ПУЧКА

Отсос ионов, образующихся при ионизации остаточного газа пучком электронов, необходим из-за того, что они удерживаются электрическим полем пучка. Удержание ионов в пучке приводит к ухудшению эффективного вакуума и соответственно к уменьшению времени жизни электронов. Одновременно увеличиваются размеры пучка из-за многократного рассеяния на остаточном газе; изменяются фокусирующие силы, действующие на пучок, что приводит к сдвигу частот бетатронных колебаний. Эти вопросы достаточно подробно рассмотрены в работе / 9 / .

Из изложенного выше видно, что в камере накопителя имеются радиальные и аксиальные пластины, которые создают электрические поля как перпендикулярные, так и параллельные магнитному полю накопителя. Естественно использовать эти поля и для отсоса ионов.

Наиболее легко и быстро отсос ионов осуществляется в первом и втором квадрантах, где находятся аксиальные пластины с постоянными электрическими полями, параллельными магнитному полю накопителя для разведения орбит. Для этого достаточно, чтобы поле пластин, включенных симметрично рис. 13, превысило хотя бы немного поле пучка, так как магнитное поле в этом случае на движение ионов не влияет.

Электрическое поле пучка:

$$E_{y0} \left[ \frac{\text{В}}{\text{см}} \right] = \frac{120 (1 - \alpha) \cdot J [\text{а}]}{d_z [\text{см}]} \cdot K(\gamma_0) \quad (53) / 9 /$$

$\alpha$  - степень компенсации пространственного заряда

$d_z$  - размер пучка

$K(y_0) \leq 1$  - функция, зависящая от распределения пространственного заряда в пучке.

$y_0 = \frac{2X}{d_z}$  где  $X$  - расстояние от оси пучка.

Время полной компенсации заряда пучка ионами:

$$t_k [\text{сек}] = \frac{n_z}{\frac{dn_u}{dt}} = 0,63 \cdot 10^{-9} \frac{1}{\rho_{\text{[топп]}}} \quad (54) \quad / \quad 9 \quad /$$

Время выхода иона из пучка:

$$t_{\text{вн}} = \sqrt{\frac{2d_z M}{e \Delta E}} \quad (55)$$

где

$\Delta E = E - E_{y0}$   $E$  - внешнее поле  
 $E_{y0}$  - поле пучка

$$M \approx 29 m_p = 29 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

$$d_z \approx 0,1 \text{ см (при } W = 100 \text{ МэВ)}$$

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ стгсэ}$$

Время выхода за размер пучка с энергией 100 МэВ  $d = 0,1$  см:

$$t_{\text{вн}} = \frac{2,44 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{\Delta E [\text{эВ/см}]}} \quad (56)$$

Отсюда следует, что при любых разумно малых превышениях внешнего поля пластин над полем пучка происходит быстрый отсос ионов за

$t_b \ll t_k$ . Например, при  $W = 100$  МэВ для круглого пучка с равномерным распределением заряда при токе 0,1 а  $E_{уд} = 120$  в/см.

Поле аксиальных пластин при симметричном включении рис.13 составляет  $E = 1,05 \frac{2U}{\Delta z_{\text{макс}}}$ ,  $\Delta z_{\text{макс}} = 10$  см.,  $U$  - потенциал пластин относительно камеры накопителя. Значит в этом случае для отсоса ионов из первого и второго квадрантов достаточно подать на пластины

$$U \geq \pm 600 \text{ в.}$$

В третьем и четвертом квадрантах на аксиальные пластины посто-

янные напряжения не подаются, поэтому отсос ионов может производиться только полями радиальных пластин. Как известно, поля радиальных пластин неоднородны рис.8. Поле в районе равновесной орбиты составляет  $E_0 [\text{кВ}] = 0,024 V$  (в). По техническим причинам на радиальные пластины могут подаваться напряжения  $V \leq 20$  кв, т.е.  $E_{0\text{макс}} = 480$  в/см. Значит, при  $W = 100$  МэВ и  $J \geq 0,4$  а не может происходить отсоса ионов на эти пластины. Ионы могут только дрейфовать в пучке до четвертого промежутка, где стоит квадруполь, или до первого и второго квадранта, где есть поля аксиальных пластин.

Рассмотрим более подробно движение ионов в электрическом поле радиальных пластин и магнитном поле накопителя, которые взаимно перпендикулярны. В прямоугольной системе координат (рис.16) уравнение движения заряда в электромагнитном поле в нерелятивистском случае имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{x} &= eE(x) - \frac{e}{c} yH \\ m\ddot{y} &= \frac{e}{c} H \\ m\ddot{z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Подставляя линейное приближение поля радиальных пластин

$E(x) = E_0 \frac{x+a}{a}$ , дифференцируя первое уравнение и подставляя в него второе, получим:

$$\ddot{x} + \left( \frac{e^2 H^2}{m^2 c^2} - \frac{e E_0}{m a} \right) \dot{x} = 0, \quad \text{так как } \frac{eH}{mc} = \omega \quad (58)$$
$$\ddot{x} + \omega_1^2 \dot{x} = 0$$

Решение имеет вид:

I-ый случай:  $\omega^2 > \frac{eE_0}{ma}$  при  $t=0$   $x = \dot{x} = 0$

$$\left. \begin{aligned} x(t) &= \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega_1^2} a (1 - \cos \omega_1 t) \\ y(t) &= \frac{\omega}{\omega_1} \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega_1} a (\sin \omega_1 t - \omega t) \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

Это уравнения проекции траектории ионов в магнитном поле накопителя и электрическом поле радиальных пластин на плоскость  $xy$ .

$$X_{\text{макс}} = 2a \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega_1^2} \quad (60)$$

Второй случай:  $\omega^2 < \frac{eE_0}{ma}$

$$\left. \begin{aligned} x(t) &= a \frac{\omega_1^2 + \omega^2}{\omega_1^2} (\text{ch } \omega_1 t - 1) \\ y(t) &= a \frac{\omega_1^2 + \omega^2}{\omega_1^2} \frac{\omega}{\omega_1} (\omega_1 t - \text{sh } \omega_1 t) \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

Как уже было сказано, поле радиальных пластин в районе равновесной орбиты хорошо описывается:

$$E(x) \left[ \frac{\text{б}}{\text{см}} \right] = 2,4 \frac{\alpha + (R_0 - x)}{a} V_0 \text{ [кв]} \quad (62)$$

Используя 62, 60 и полагая  $X_m = 7$  см, т.е. расстоянию от равновесной орбиты до радиальной пластины, можно найти напряжение, достаточное для отсоса ионов на радиальные пластины при  $\alpha \ll 1$ , т.е. без учета собственного поля пучка:

$$V_{\text{[кв]}} \geq 0,9 \cdot 10^{-4} W \text{ [мэв]} \quad (63)$$

Таково максимальное напряжение на радиальных пластинах, при котором может проходить отсос ионов на них при  $\alpha \ll 1$ . При этом время выхода из пучка одного порядка со случаем поля вертикальных пластин, т.е.  $t_{\perp} \approx t_{\parallel}$ .

При достаточно большом токе в пучке, когда поле радиальных пластин не может преодолеть действие собственного поля пучка, большинство ионов, образующихся в третьем и четвертом квадрантах, будет дрейфовать в направлении перпендикулярном к  $E$  и  $H$ , т.е. к промежутку встречи, где стоит электростатический "квадруполь", и второму квадранту. Там дрейфующие ионы нейтрализуются на аксиальных пластинах.

Средняя скорость дрейфа:

$$\bar{v}_{\text{дрейф}} = \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega_1^2} a \omega \quad (64)$$

при  $\omega^2 > \frac{eE_0}{ma}$ , т.е. при:

$$V_{\text{[кв]}} < 1,47 \cdot 10^{-4} \cdot W^2 \text{ [мэв]} \quad (65)$$

При  $\omega^2 < \frac{eE_0}{ma}$ , т.е.  $V_{\text{[кв]}} > 1,47 \cdot 10^{-4} W^2 \text{ [мэв]}$

$$v_{\text{дрейф}} = - \frac{\omega^2 + \omega^2}{\omega_1^2} \omega a (\text{ch } \omega_1 t - 1) \quad (66)$$

При  $W = 100$  Мэв и  $V = 1$  кв.

$$\bar{v}_{\text{дрейф}} = 3,43 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$$

Значит время дрейфа ионов через весь квадрант:

$$t_{\text{др}} = \frac{246}{3,43 \cdot 10^6} \approx 7,2 \cdot 10^{-5} \text{ сек} \ll t_k$$

## 10. ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ РАВНОВЕСНОЙ ОРБИТЫ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ

### а) Вертикальная коррекция

Для коррекции возможных искажений медианной поверхности и изменения вертикального положения равновесной орбиты предусмотрена возможность регулировки положения медианной поверхности в каждом квадранте накопителя. С этой целью используются витки с током, показанные на рис.2, которые создают радиальную составляющую магнитного поля (направление токов, указанное на рис.2, соответствует опусканию медианной поверхности). Такая коррекция (как показали расчет и измерения с накопленным пучком) практически не влияет на частоту бетатронных колебаний и азимутальную неоднородность вертикальной составляющей магнитного поля.

Изменение положения равновесной орбиты по вертикали при подаче тока в корректирующие витки в одном квадранте для энергии пучка 100 Мэв можно найти из формулы:

$$\Delta Z \text{ [мм]} = (2,43 \cos \theta - 0,54) \cdot 10^{-2} J \text{ [а]},$$

где  $\theta = 0$  в середине квадранта;

$J$  — ток в корректирующих витках.

Витки каждого квадранта запитаны независимо, что позволяет ме-

нять фазу первой гармоники искаженной равновесной орбиты. Питание витков осуществляется от регулируемых выпрямителей с током до 500а, что позволяет смещать положение магнитной медианной поверхности в каждом квадранте на  $\pm 10$  мм при энергии 100 Мэв.

### б) Радиальная коррекция

Изменение радиального положения орбиты может быть достигнуто шунтированием обмоток, создающих основное магнитное поле накопителя. Шунтирование одного квадранта сдвигает орбиту на величину:

$$\Delta Z [\text{мм}] = -19 \frac{\Delta J}{J_0} [\%] \cos \theta$$

где  $\theta = 0$  в середине зашунтированного квадранта;

$\Delta J$  - ток через шунт,

$J_0$  - ток, питающий обмотки накопителя.

Фазу первой гармоники радиального изменения орбиты можно менять, шунтируя разные квадранты, включенные последовательно.

## II. РЕГУЛИРОВКА ЧАСТОТ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

### а) Регулировка частот с помощью полюсных накладок

Полюсные накладки на торцы магнита меняют угол между равновесной орбитой и эффективной границей магнитного поля в промежутке. Значения частот бетатронных колебаний можно найти из следующих соотношений:

$$\cos \frac{\pi}{2} \nu_z = \cos \frac{\pi}{2} \sqrt{n} \left( 1 - \frac{e_n}{R_0} \tan \theta \right) + \frac{1}{2} \sin \frac{\pi}{2} \sqrt{n} \left( \frac{e_n}{R_0 \sqrt{n}} \tan^2 \theta - \frac{2 \tan \theta}{\sqrt{n}} - \frac{e_n \sqrt{n}}{R_0} \right)$$

$$\cos \frac{\pi}{2} \nu_z = \cos \frac{\pi}{2} \sqrt{1-n} \left( 1 + \frac{e_n}{R_0} \tan \theta \right) + \frac{1}{2} \sin \frac{\pi}{2} \sqrt{1-n} \left( \frac{e_n}{R_0 \sqrt{1-n}} \tan^2 \theta - \frac{2 \tan \theta}{\sqrt{1-n}} - \frac{e_n \sqrt{1-n}}{R_0} \right)$$

где  $\theta$  - угол между нормалью к эффективной границе магнитного поля и равновесной орбитой;

$R_0$  - радиус равновесной орбиты в квадранте;

$e_n$  - длина прямолинейного промежутка;

$n$  - показатель спада магнитного поля.

Измерения показывают, что таким образом можно менять частоты бетатронных колебаний на  $\pm 0,05$ .

### б) Плавная регулировка частот с помощью токовых корректирующих витков

Для плавной регулировки частот бетатронных колебаний и компенсации квадратичной нелинейности магнитного поля накопительной дорожки (зависимости частоты бетатронных колебаний от радиуса орбиты) в одном из прямолинейных промежутков (в промежутке "встречи") проложено 8 токовых шин. Расположение этих шин, величина и направление токов в них показаны на рис.5.

Изменение частоты бетатронных колебаний и смещение орбиты можно считать по формулам:

$$\delta \nu_z = 3 \cdot 10^{-4} \frac{(1+\lambda) R_0 [\text{см}] e [\text{см}]}{4\pi \nu_z E [\text{Мэв}]} \left( \frac{\partial h_z}{\partial z} + n_0 \frac{h_z}{R_0} \right)$$

$$\Delta X [\text{см}] = 3 \cdot 10^{-4} \frac{(1+\lambda) R_0 [\text{см}] e [\text{см}]}{\pi (1-\nu_z^2) E [\text{Мэв}]} h_z [\text{э}]$$

где  $h_z [\text{э}]$  - вертикальная составляющая поля, создаваемого витками коррекции;

$e [\text{см}]$  - длина витков.

$$\lambda = \frac{m e_n}{2\pi R_0}$$

Расчет дает следующие величины изменения частоты бетатронных колебаний для четырех основных способов включения корректирующих витков (рис.5); при начальном положении орбиты в точке  $X = +1$  см:

$$\delta \nu_z^{(1)} = \frac{0,42 J_1}{E} \left[ \left( 1,2 + \frac{0,1 J_1}{E} \right) + \left( 0,30 + \frac{0,48 J_1}{E} \right) \Delta z \right]$$

$$\delta \nu_z^{(2)} = \frac{0,42 J_2}{E} \left[ \left( 0,52 + \frac{1,8 J_2}{E} \right) - \left( 0,33 + \frac{1,0 J_2}{E} \right) \Delta z \right]$$

$$\delta \nu_z^{(4b)} = \frac{0,42 J_{4b}}{E} \left[ \left( 1,72 + \frac{0,2 J_{4b}}{E} \right) - \left( 0,04 + \frac{0,17 J_{4b}}{E} \right) \Delta z \right]$$

$$\delta \nu_z^{(секст)} = \frac{0,42 J_{секст}}{E} \left[ \left( 0,68 + \frac{0,36 J_{секст}}{E} \right) + \left( 0,64 - \frac{0,95 J_{секст}}{E} \right) \Delta z \right]$$

где  $\Delta r [см]$  - изменение радиуса орбиты;

$E [мэв]$ ;  $I [кА]$

учтено, что из конструктивных соображений шины сделаны неодинаковой длины.

Очевидно, максимальный сдвиг частоты при малой квадратичной нелинейности создается при квадрупольном включении витков; для компенсации квадратичной нелинейности необходимо секстипольное включение. Недостатком является нелинейная зависимость сдвига частоты от тока в корректирующих витках, которая возникает из-за смещения орбиты; ее можно устранить шунтировкой квадрантов, прилегающих к промежутку "встречи" (или противоположных, в зависимости от направления токов в витках).

## 12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К моменту сдачи работы в печать все элементы системы управления накопленными пучками на ВЭП-2 опробованы в работе с пучками и получены предварительные данные, близкие к расчетным. Это позволяет надеяться на успешное выполнение задач, поставленных перед этой системой в работах по встречным электрон-позитронным пучкам.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить А.Н.Скринского за постоянный интерес к работе и А.В.Киселёва за ряд ценных предложений.

## 13. ПРИЛОЖЕНИЕ

а) Обозначения на рис.6 и величины R и C

$B_1$  - выпрямитель, питающий аксиальные пластины в режиме пересечения орбит / до -100 кв / через инвертор.

$B_2$  - выпрямитель, питающий аксиальные верхние пластины и электростатический "квадруполь" / до + 50 кв /.

$B_3$  - выпрямитель, питающий аксиальные нижние пластины и электростатический "квадруполь" / до - 50 кв /.

$B_4, B_5$  - выпрямители, питающие радиальные пластины / до  $\pm 20$  кв /.

$B_6, B_7$  - выпрямители, питающие генераторы импульсной раскачки / до + 10 кв /.

ГРР - генератор резонансной раскачки.

ГИР1 + ГИР-4 - генераторы импульсной раскачки накопленных пучков.

$K_3, K_n$  - высоковольтные согласованные коммутаторы, меняющие режим накопления на режим импульсной раскачки накопленных электронов и позитронов соответственно.

$П1Z \div П4Z$  - радиальные отклоняющие пластины.

$ПВZ1 \div ПВZ4$  - аксиальные отклоняющие пластины (верхние)

$ПНZ1 \div ПНZ3$  - аксиальные отклоняющие пластины (нижние).

$B_8, B_9$  - выпрямители, питающие электростатический "квадруполь" независимо от  $B_2$  и  $B_3$ .

$K_1, K_2$  - коммутаторы высоковольтные, подключающие радиальные пластины  $П1Z \div П4Z$  к выпрямителям  $B_4, B_5$  любым способом.

$C_0 = 125_{пф}$  - конденсатор, развязывающий генератор ГРР от постоянного высокого напряжения.

$C = 1100_{пф}$  - конденсаторы, развязывающие генераторы ГИР1 + ГИР-4 и их согласующие нагрузки  $R_{с2} = 50$  ом от постоянного высокого напряжения.

И - инвертор, меняющий режим разведения орбит на режим скрещивания под малым углом.



$P_1, P_2$  - разъединители, подключающие при необходимости электростатический "квадруполь".

$R_0 = 1$  ком. - проволочные сопротивления, развязывающие радиальные пластины по импульсной раскачке.

$R_{c1} = 250$  м - нагрузочные сопротивления индукторов для согласования.

$R_{c2} = 500$  м - нагрузочные сопротивления радиальных пластин для согласования при импульсной раскачке.

$R_1 \div R_4 = 100$  мом - зарядные сопротивления аксиальных пластин.

$R_6 \div R_7 = 27$  мом - зарядные сопротивления радиальных пластин.

$R_0 = 20$  кОм - балластные охранные сопротивления.

$\Omega$  - подводящие кабели.

ГВ - генераторы впуска в накопитель.

#### б) Длины и типы подводящих кабелей

К пластине ПВЗ1 кабель РК-8 длиной 12 м

К пластине ПВЗ2 кабель РК-8 длиной 14 м

К пластине ПНЗ1 кабель РК-8 длиной 13,5 м

К пластине ПНЗ2 кабель РК-8 длиной 20,5 м

К пластинам ПЗ1 и ПЗ4 кабель РК-103 длиной 19 м

К пластинам ПЗ2 и ПЗ3 кабель РК-103 длиной 23 м

подвод импульсной раскочки к ПЗ4 и ПЗ3 кабелем РК-6 длиной 25 м.

подвод резонансной раскочки к ПВЗ2 кабелем РК-1 и РК-2 общей длиной около 60 м.

#### в) Обозначения к рис.2

1 - магнитопровод

2 - обмотка накопителя

3 - витки коррекции медианной поверхности

4 - латунная обечайка

5 - радиальная пластина

6 - аксиальная пластина

7 - внутренняя камера.

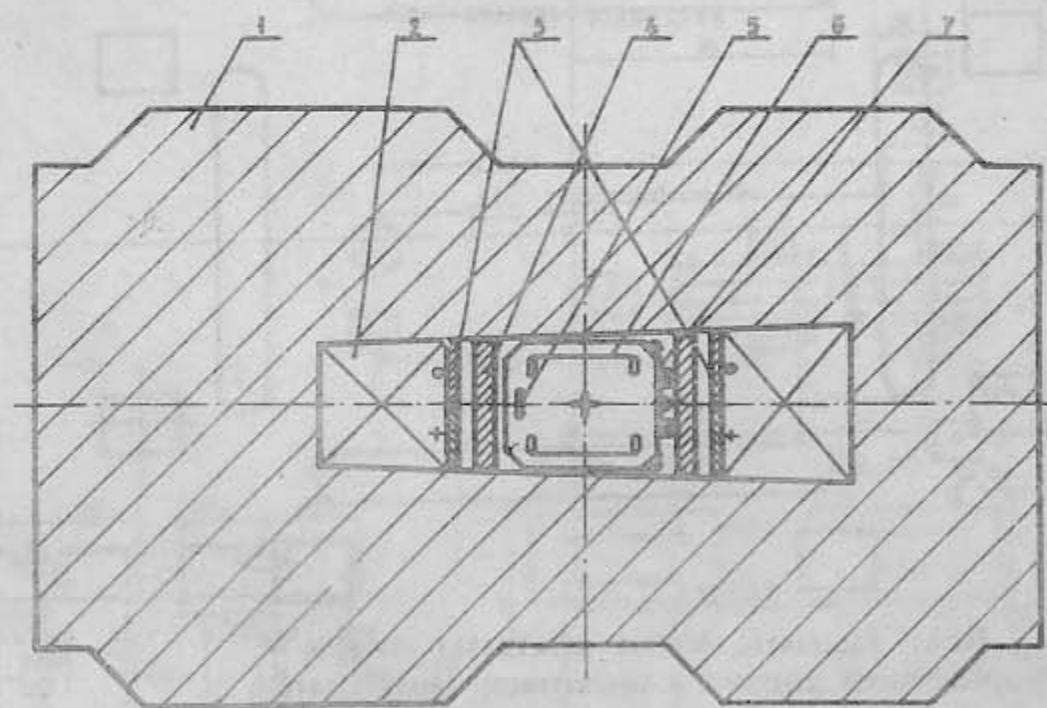
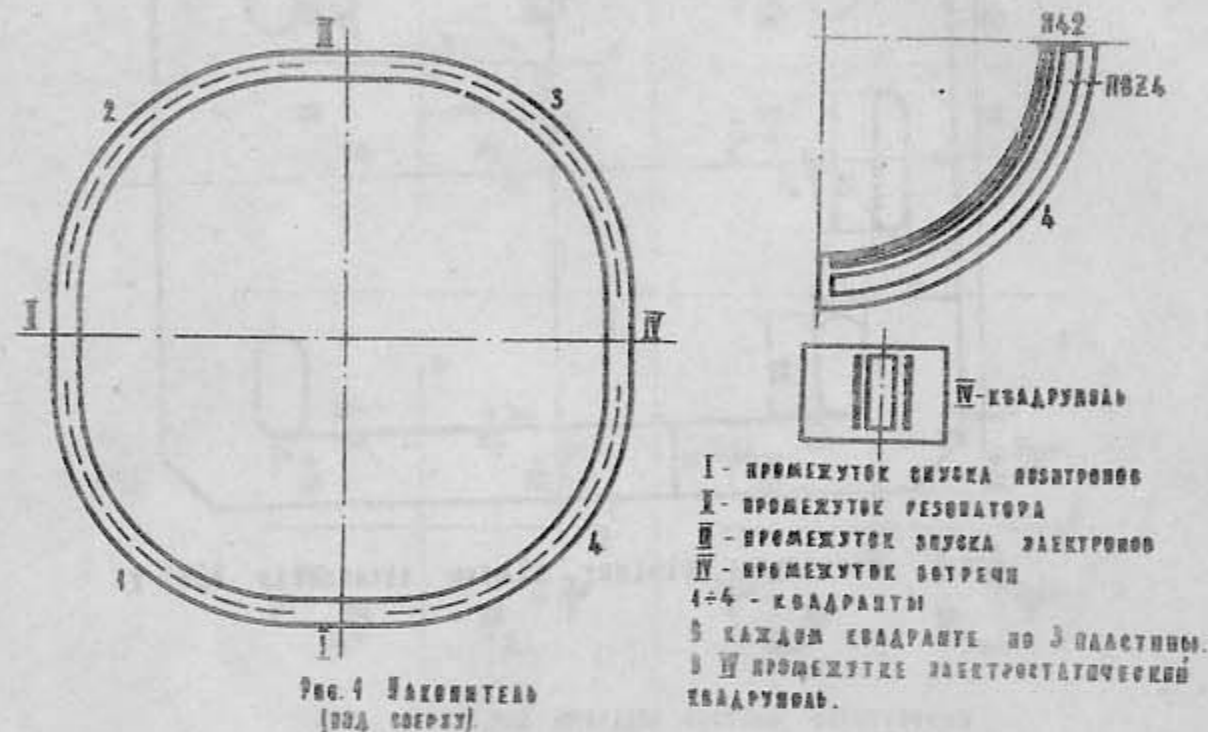
#### г) Параметры пластин

Длина всех пластин одинакова  $l = 2330$  мм.

Пластина	$C_y$ пф/м расчетная	$C_{n1}$ пф расчетная	$C_{n2}$ пф реальная	$R_0$ ом расчетное	$\rho$ ом реальное	Примечание
ПВЗ1	133	310	531	25		Раньше, до апрельской остановки, величины ёмкостей были другими, так как пластины специально перемещались для увеличения апертуры
ПВЗ2	133	310	487	25		
ПВЗ3	133	310	520	25		
ПВЗ4	133	310	425	25		
ПНЗ1	133	310	370	25		
ПНЗ2	133	310	500	25		
ПНЗ3	133	310	470	25		
ПЗ1	63	147	170	53		
ПЗ2	63	147	180	53		
ПЗ3	63	147	160	53		
ПЗ4	63	147	135	53		

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л.Ауслендер, В.Н.Байер, Г.А.Блинов, Г.М.Будкер и др. Встречные позитрон-электронные пучки. Доклад на международной конференции по ускорителям. Дубна. 1963 г.
2. Дж.Ливингуд. Принципы работы циклических ускорителей И.И.Л. 1963 г.
3. В.Л.Ауслендер, Г.А.Блинов, Г.М.Будкер и др. Состояние работ на позитрон-электронном накопителе ВЭШ-2. Препринт ИЯФ СО АН СССР. 1965 г.
4. Э.М.Зинин, Л.С.Коробейников и др. Атомная энергия 20 220 1966 г.
5. Ли, Миллс и др. Приборы для научных исследований /русский перевод/ 35 № II. 1964 г.
6. *C.L. Hammer, R.W. Pidd, K.M. Tee*  
*Rev. Scient. Instr.* 26 555 1955г.
7. С.И.Мишнев. Расчет впуска в однократную накопительную дорожку ВЭШ-1 препринт ИЯФ СО АН СССР. 1963 г.
8. Горелик С.Г. Колебания и волны. ГИФМЛ. 1959 г.
9. Ауслендер В.Л., Мишнев С.И., Скринский А.Н. Расчетные параметры пучка в накопителе ВЭШ-2, препринт ИЯФ. 1965 г.



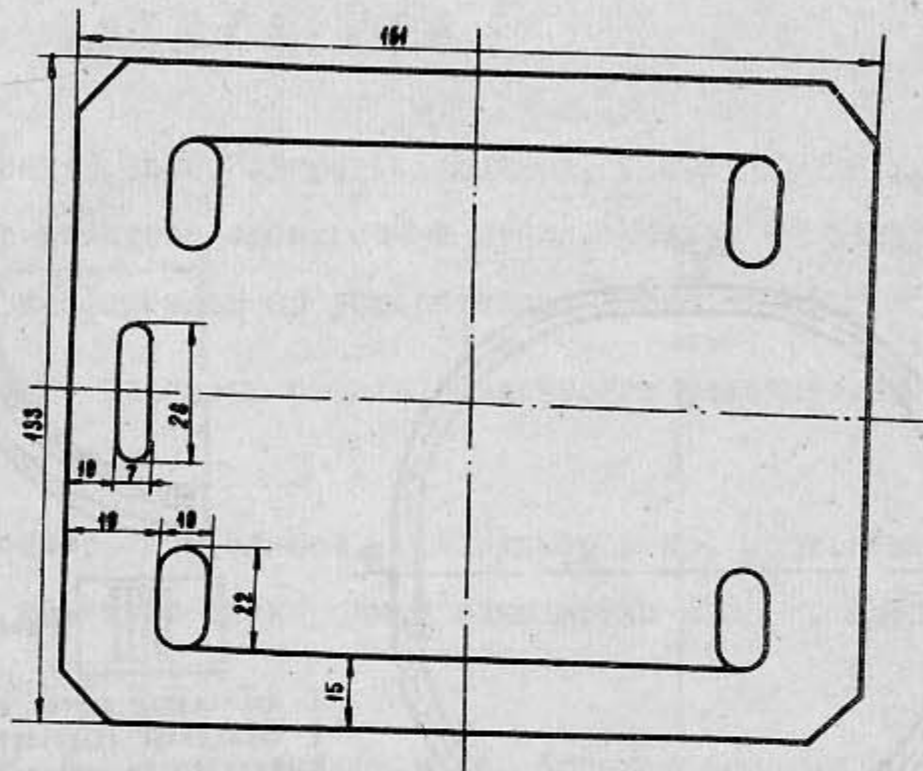


Рис. 3 Поперечное сечение камеры накопителя ВЭПП-2.

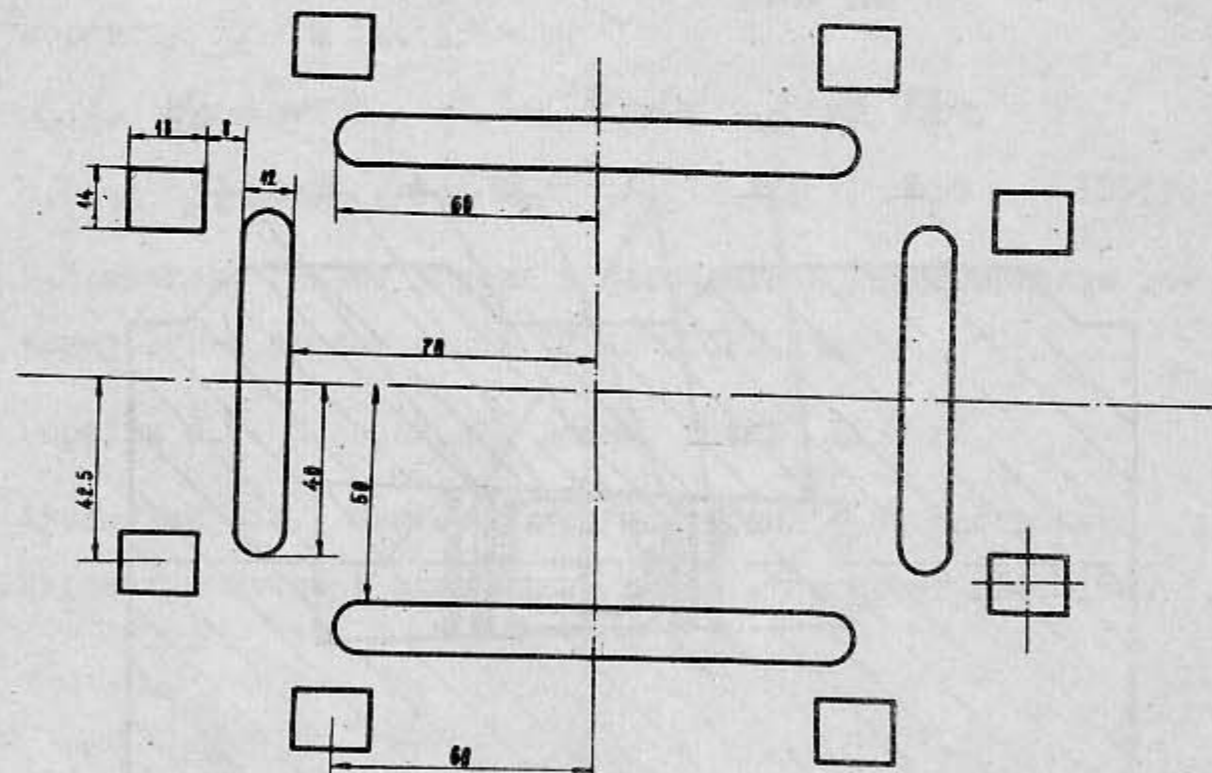


Рис. 4 Поперечное сечение промежутка встречи.  
(Электростатический квадрат и корректирующие токовые витки).

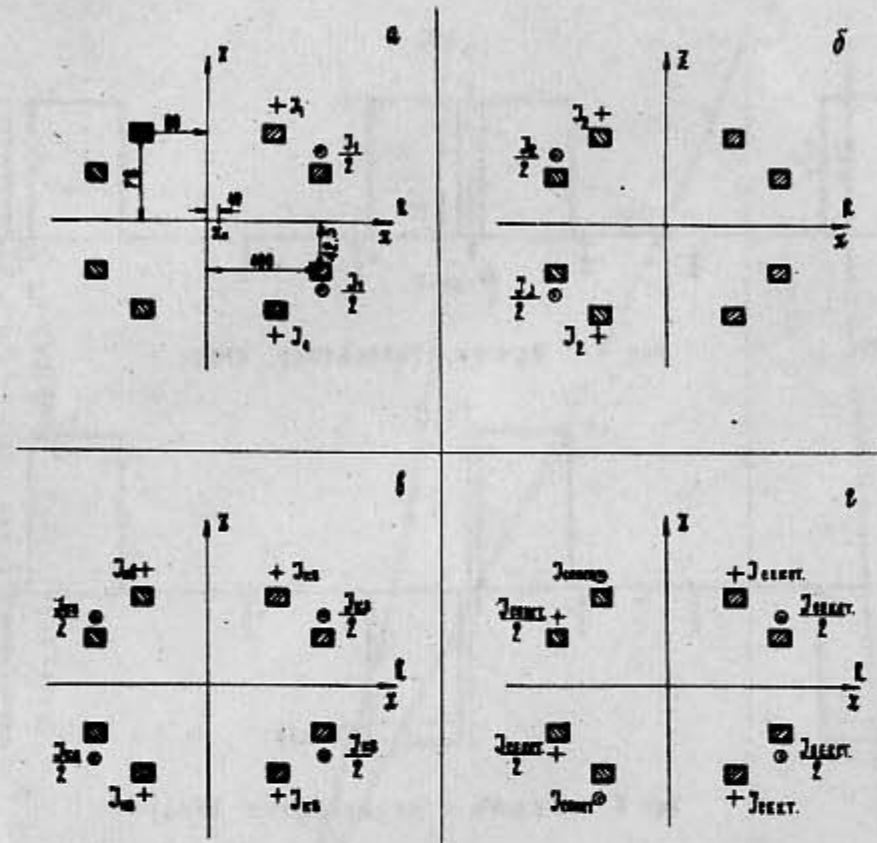


Рис. 5 Витки для коррекции частоты бетатронных колебаний.

а, б - вращение тока в части витков;  
в - квадратное вращение;  
г - бесступенчатое вращение.

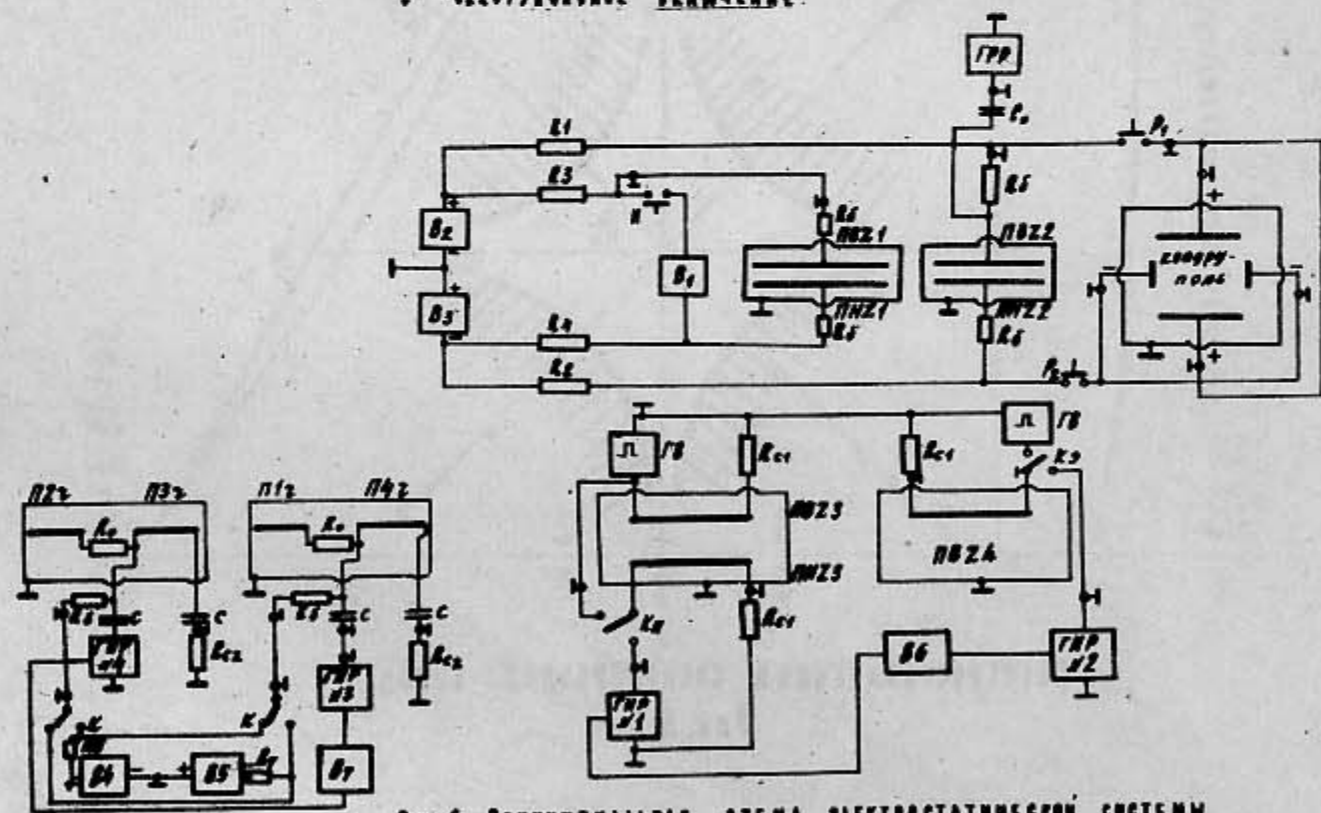


Рис. 6 Принципиальная схема электростатической системы управления накопительными лучами.

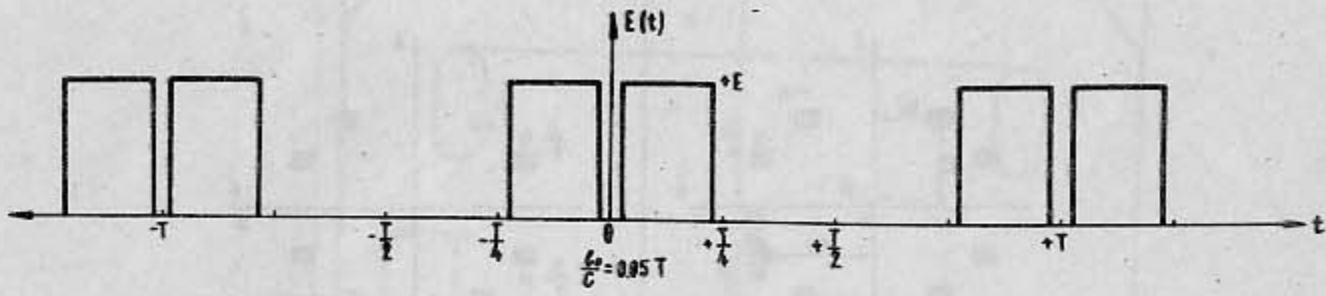


Рис. 7 РЕЖИМ РАЗВЕДЕНИЯ ОРБИТ.

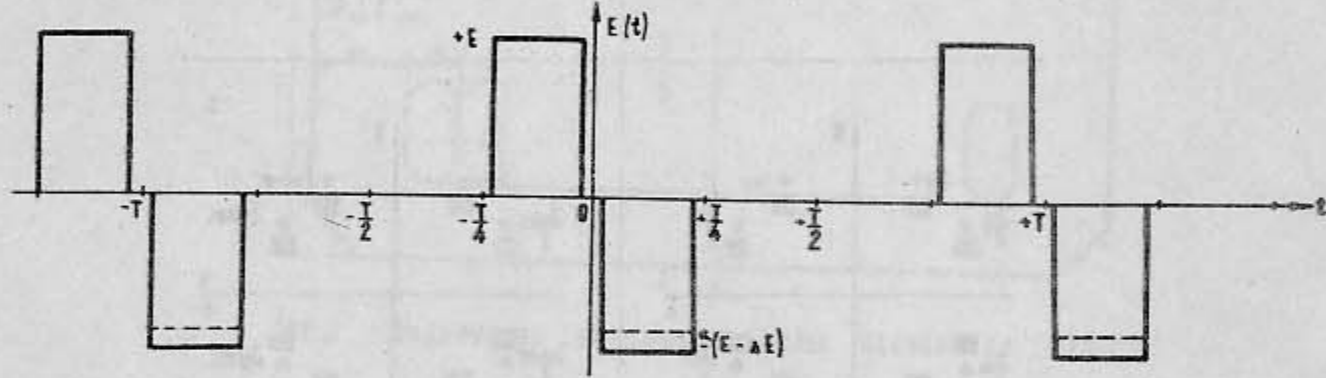
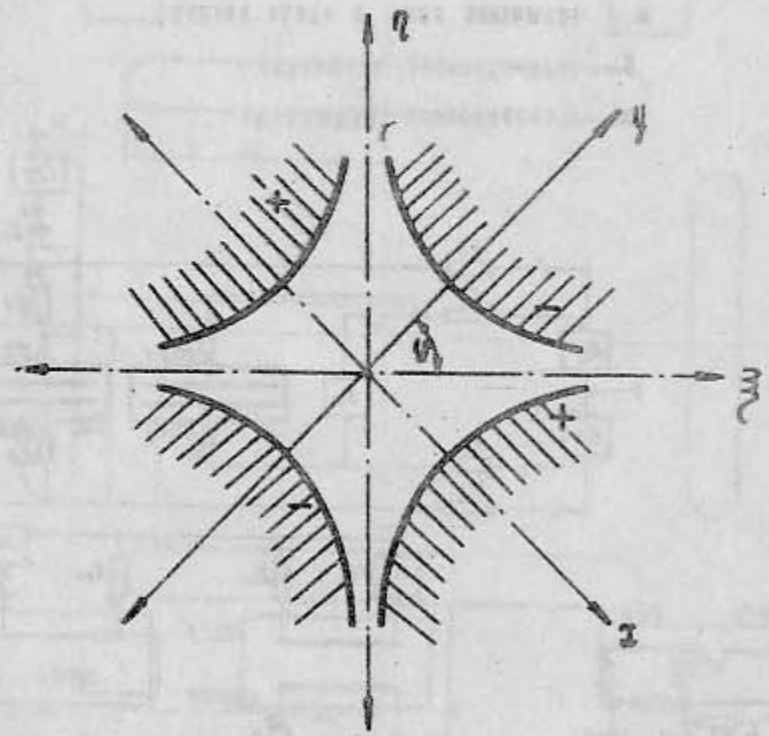
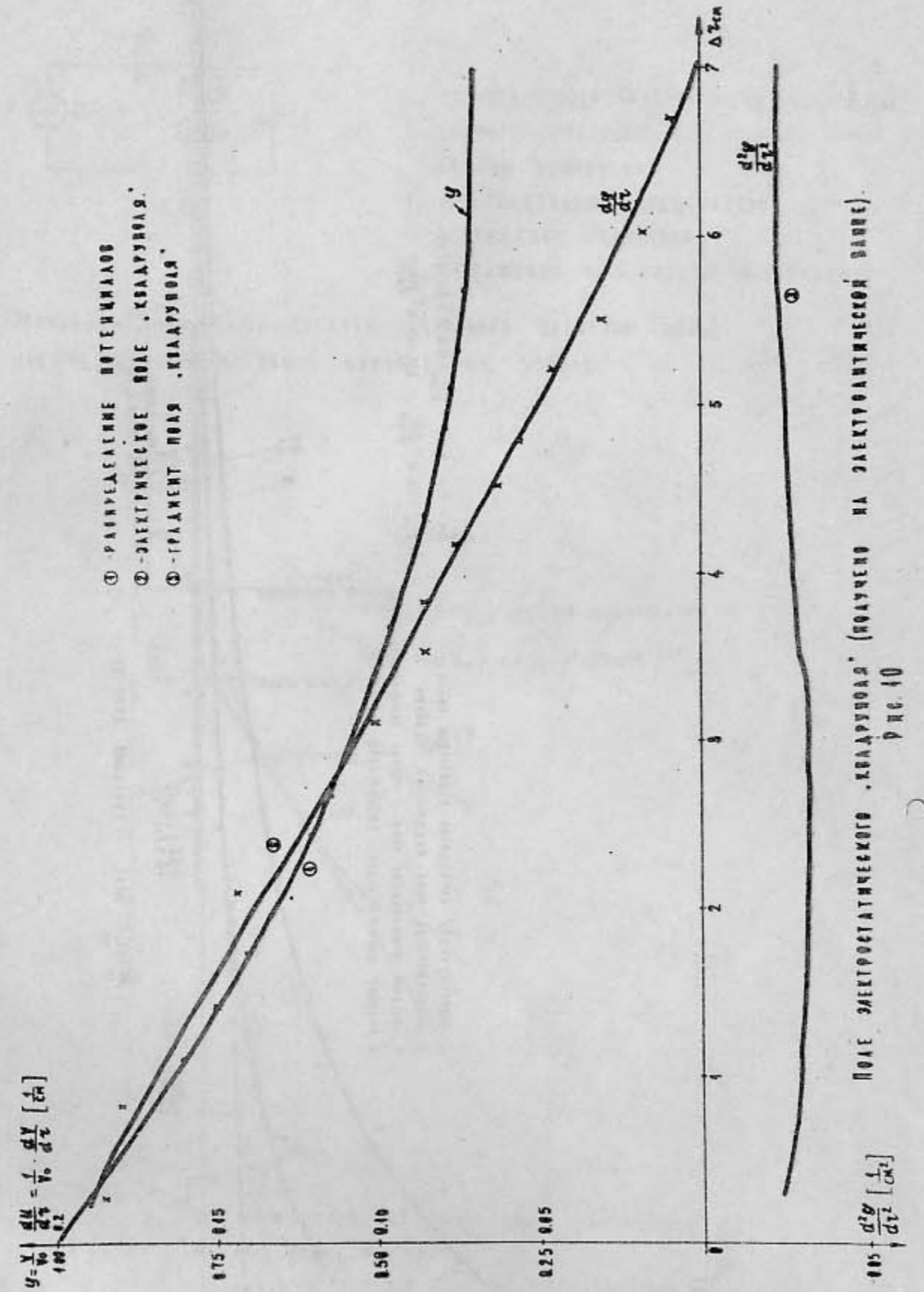


Рис. 8 РЕЖИМ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ОРБИТ.



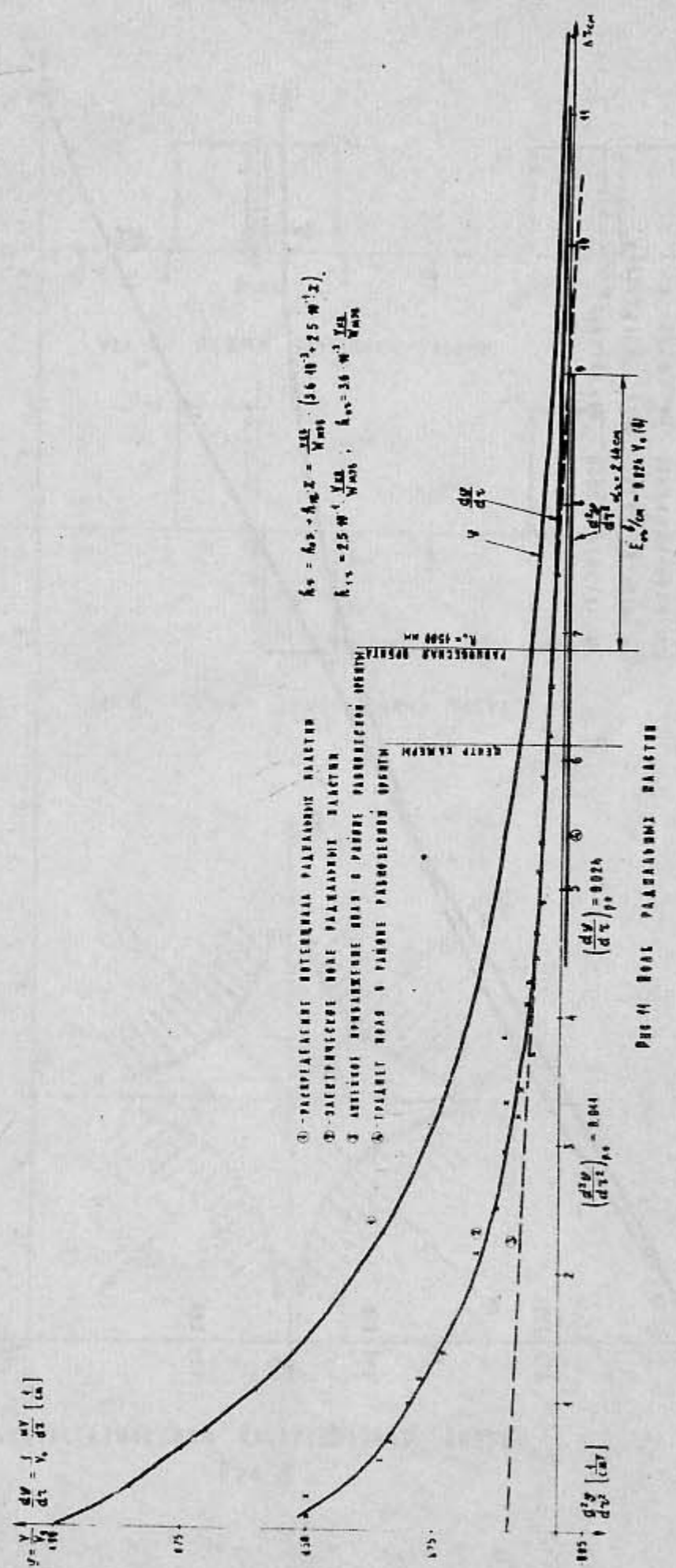
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ КВАДРУПОЛЬНАЯ ЛИНЗА  
Рис. 9



- ① - РАЗРУШАЮЩЕЕ ПОТЕНЦИАЛОМ
- ② - ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ 'КВАДРУПОЛЯ'
- ③ - ГРАДИЕНТ ПОЛЯ 'КВАДРУПОЛЯ'

ПОЛЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО 'КВАДРУПОЛЯ' (СОУЩЕСТВО НА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ДИОДЕ)  
Рис. 10

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{dy}{dx} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{dy}{dx} \left[ \frac{\text{cm}}{\text{cm}} \right]$$

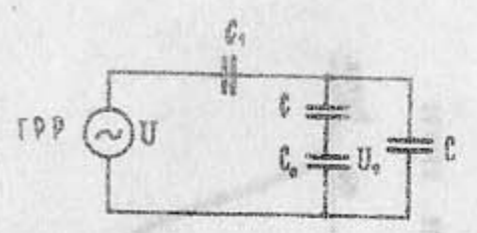


$$k_0 = k_{0z} - k_{0y} Z = \frac{2U}{V_{max}} \cdot (3.6 \cdot 10^{-3} + 2.5 \cdot 10^{-3} Z)$$

$$k_{1z} = 2.5 \cdot 10^{-3} \frac{V_{max}}{V_{max}}, \quad k_{1y} = 3.6 \cdot 10^{-3} \frac{V_{max}}{V_{max}}$$

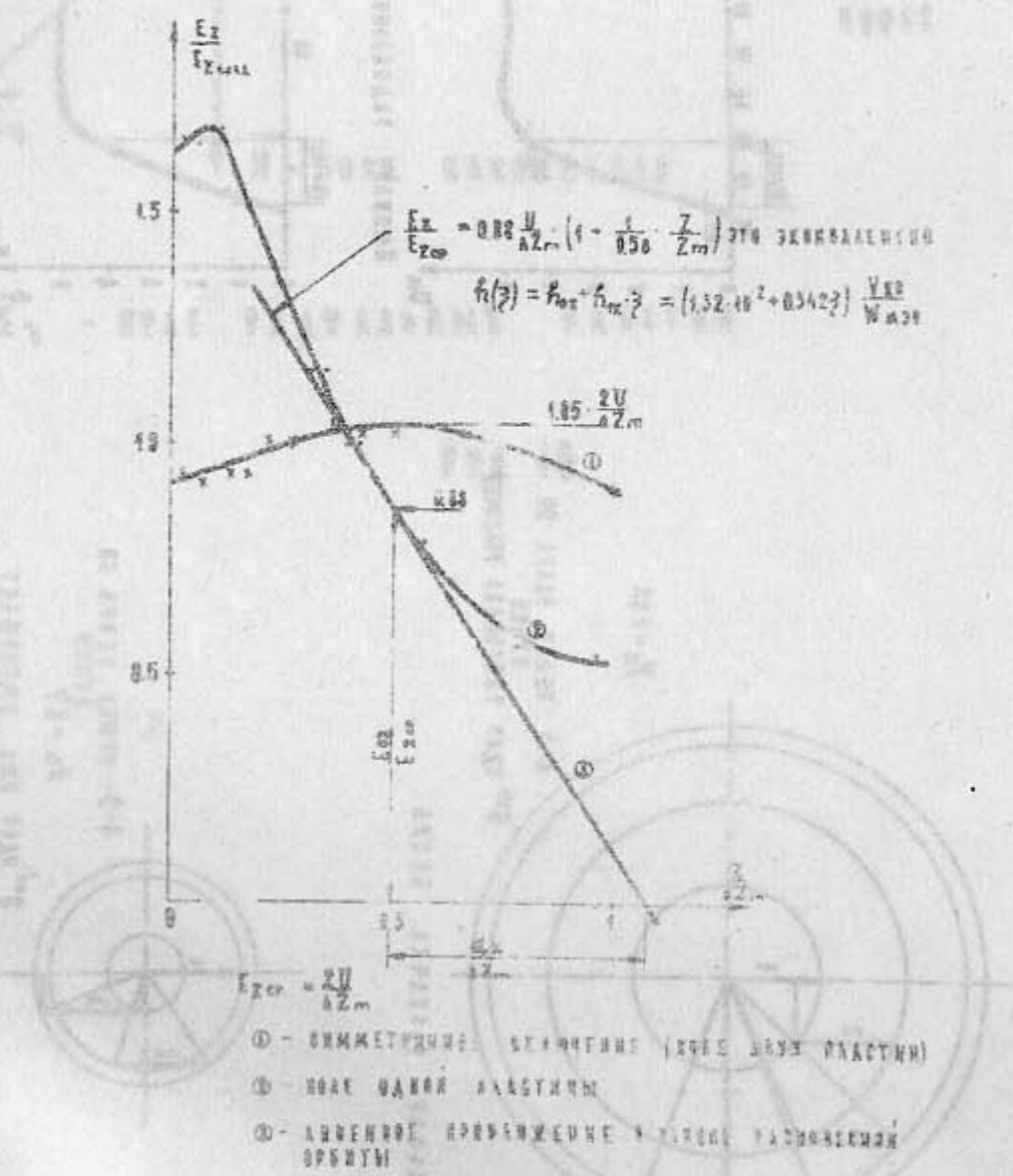
- ① - РАДИКАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАДИАЦИИ ПЛАСТИК
- ② - ЗАЩИТНИЧЕСКИЕ ВОЛН РАДИАЦИИ ПЛАСТИК
- ③ - НЕКОТОРЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВОЛН В РАЙОНЕ РАДИАЦИИ ПЛАСТИК
- ④ - ПОДЛИНКА ВОЛН В РАЙОНЕ РАДИАЦИИ ПЛАСТИК

Рис 11 ПОЛЕ РАДИАЦИИ ПЛАСТИК



- $C_1$  - ЕМКОСТЬ МЕЖДУ ПЛАСТИКАМИ (АКСИАЛЬНЫМИ)
- $C_0$  - ЕМКОСТЬ АКСИАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ НА КИРКУС КАМЕРЫ НАХОДИТЕЛЯ
- $C_2$  - РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫЙ КОНДЕНСАТОР
- $U$  - НАПРЯЖЕНИЕ ГЕНЕРАТОРА
- $U_0$  - НАПРЯЖЕНИЕ НА  $C_0$  (МЕЖДУ ПЛАСТИКАМИ)

Рис 12 Эквивалентная схема питания аксиальной пластины (ВВЗ<sub>2</sub>) при резонансной расклатке накопительных емкостей

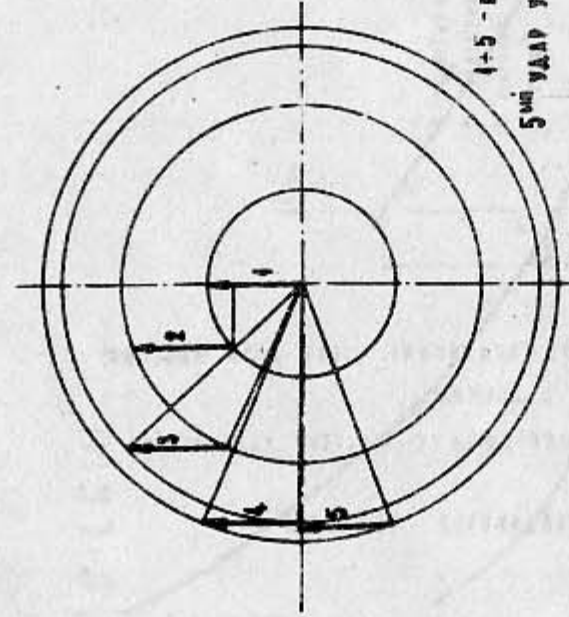


$$\frac{E_z}{E_{Z0}} = 0.88 \frac{U}{aZ_m} \left( 1 - \frac{1}{0.56} \cdot \frac{Z}{Z_m} \right) \text{ это эквивалентно}$$

$$f_1(z) = k_{0z} + k_{1z} z = (1.32 \cdot 10^{-2} + 0.342z) \frac{V_{max}}{V_{max}}$$

- ① - СИММЕТРИЧНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ (ВНЕШНЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПЛАСТИК)
- ② - ВОЛН В РАЙОНЕ ПЛАСТИК
- ③ - НЕКОТОРЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВОЛН В РАЙОНЕ РАДИАЦИИ ПЛАСТИК

Рис 13 ПОЛЕ АКСИАЛЬНЫХ ПЛАСТИК



$\mu_2 = 0.38$

1-5 - НОМЕР УЛАРА ДО  
ВУЧКУ  
5<sup>м</sup> УЛАР УМЕНЬШАЕТ РАССЕЛКУ

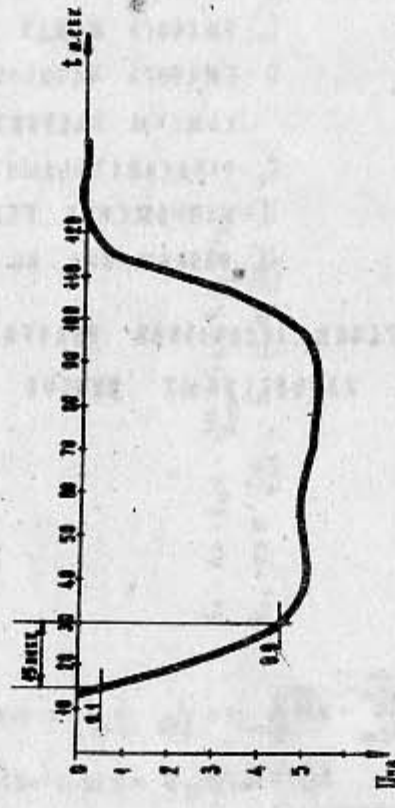
АКСИАЛЬНАЯ РАССЕЛКА ВУЧКА.



1-5 - НОМЕР УЛАРА ДО  
ВУЧКУ  
 $\mu_2 = 0.07$   
3<sup>м</sup> УЛАР УЖЕ УМЕНЬШАЕТ  
РАССЕЛКУ

РАДИАЛЬНАЯ РАССЕЛКА ВУЧКА.

Рис. 14



ИЗМЕНЕНИЕ РАДИАЛЬНОЙ РАССЕЛКИ НАКОПИТЕЛЬНЫХ ВУЧКОВ.



ИЗМЕНЕНИЕ АКСИАЛЬНОЙ РАССЕЛКИ НАКОПИТЕЛЬНЫХ ВУЧКОВ.

Рис. 15

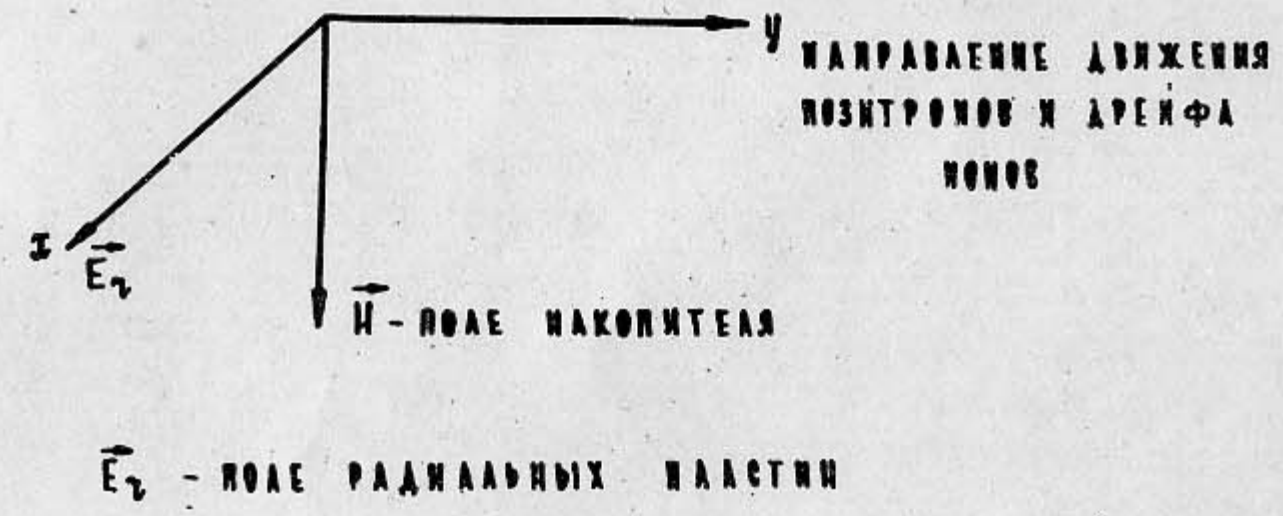


Рис. 16