

48

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров,
С.Н.Морозов, О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко,
С.В.Сердобинцев, И.А.Шехтман

КРУГОВАЯ РАЗВЕРТКА ПУЧКА
ЭЛЕКТРОНОВ В ГИРОКОНЕ

ПРЕПРИНТ 82-147



КРУГОВАЯ РАЗВЕРТКА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ
В ГИРОКОНЕ

М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров,
С.Н.Морозов, О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко,
Г.В.Сердобинцев, И.А.Шехтман

Аннотация

Рассмотрены вопросы получения круговой развертки мощного релятивистского пучка электронов в гироконе.

Приведен анализ процесса взаимодействия пучка электронов с электромагнитным полем резонатора развертки. Получены выражения для определения параметров развернутого пучка и резонатора с пучком.

Рассмотрены способы возбуждения в резонаторе поля с круговой поляризацией. Проанализированы причины, вызывающие его нарушение. Найдены способы нейтрализации влияния этих причин.

Приведен анализ процесса взаимодействия пучка с электромагнитным полем пассивного резонатора. Получены выражения для определения выигрыша в коэффициенте усиления гирокон.

Описаны конструктивные особенности резонаторов развертки гирокон, построенных в Институте ядерной физики СО АН СССР.

выполненные в виде двух объёмных резонаторов, расположенных последовательно по ходу пучка обладают достаточно малыми потерями, однако не обеспечивают круговой развёртки на всем пути движения частиц.

Для того, чтобы решить и эту проблему, мы используем для развёртки пучка только один резонатор, в котором с помощью специальных устройств возбуждаются два колебания одной моды, ортогональные в пространстве и сдвинутые по фазе на 90° , суммарное отклоняющее поле которых в месте прохождения пучка имеют круговую поляризацию /6/. В работе изложены вопросы, касающиеся получения с высокой точностью круговой развёртки пучка электронов в гироконе. Получено приближённое решение уравнения движения электронов в заданном ВЧ поле. Проанализированы погрешности определения характеристик развёрнутого пучка на выходе из резонатора развёртки.

Рассмотрен процесс взаимодействия пучка с электромагнитным полем. Получены выражения для расчета активной и реактивной составляющих полной мощности взаимодействия.

Описано применение пассивного резонатора для увеличения коэффициента усиления гирокона. Приведены основные энергетические соотношения процесса взаимодействия предварительно развёрнутого пучка электронов с электромагнитным полем пассивного резонатора. Определён выигрыш в коэффициенте усиления гирокона с применением пассивного резонатора. Проанализированы особенности получения поля с круговой поляризацией при использовании расщепленных и выраженных колебаний в цилиндрическом резонаторе. Показано влияние пучка на поле с круговой поляризацией в этих двух случаях. Рассмотрены причины, вызывающие нарушение круговой поляризации поля в резонаторе и способы уменьшения их влияния. Описаны конструктивные особенности резонаторов на примере гироконов, построенных в Институте ядерной физики СО АН СССР.

§1. Резонатор развёртки

Круговая развёртка пучка релятивистских электронов в гироко- не осуществляется поперечным магнитным полем с круговой поляри- зацией /6/. Для этого в одном объёмном резонаторе возбужда-

ются ортогональные колебания одного типа сдвинутые по фазе на 90° .

Эффективность резонатора характеризуется углом отклонения, величина которого пропорциональна амплитуде магнитного поля, и мощность потерь. Амплитуду магнитного поля и мощность потерь легко определить для резонаторов простейшей геометрической фор- мы, в которых распределение полей находится аналитически. В частности распределение составляющих \vec{E} и \vec{H} низшего несим- метричного типа E_{110} в цилиндрическом резонаторе описывается следующими выражениями /7/:

$$\begin{aligned} E_z &= H_m \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} J_1(kz) \cos \varphi \cos \omega t ; \\ H_z &= H_m \frac{J_1(kz)}{kz} \sin \varphi \sin \omega t ; \\ H_\varphi &= H_m J_1'(kz) \cos \varphi \cos \omega t ; \\ E_r &= E_\varphi = H_z = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где H_m - напряженность магнитного поля. В центре резонатора магнитное поле максимально, а электрическое равно нулю (рис. 1а). Радиальная компонента линейной плотности тока на торцевых стен- ках резонатора определяется выражением:

$$J_z = H_\varphi = H_m J_1'(kz) \sin \varphi \sin \omega t ; \quad (2)$$

и равна нулю при $z = 0,48R_p^{\frac{2}{3}}$, где R_p - радиус резонатора. Составляющие \vec{E} и \vec{H} суммарного поля ортогональных колеба- ний, сдвинутых по фазе на 90°

$$\begin{aligned} E_z &= H_m \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} J_1(kz) \cos(\omega t - \varphi), \\ H_z &= H_m \frac{J_1(kz)}{kz} \cos(\omega t - \varphi), \\ H_\varphi &= H_m J_1(kz) \sin(\omega t - \varphi), \\ E_r &= E_\varphi = H_z = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

* Эта особенность типа E_{110} позволяет прорезать в торцевой стенке щель без нарушения распределения поля в резонаторе и на центральную часть торцевой стенки подать постоянный потенциал для подавления РВР (см. § 6).

Величина $R_{ш}$ обычно называется шунтовым сопротивлением. Сопротивление $R_{ш}$ и сопротивление эквивалентной схемы R_a составленной в частности относительно точек, расположенных в области линейного изменения напряжения в резонаторе развертки, связаны простым соотношением:

$$R_a = k^2 R_{ш}; \quad (I0)$$

$k = \frac{U_a}{U_m}$ - отношение напряжений в точках эквивалентного представления.

В дальнейшем мы используем параметры эквивалентной схемы, составленной относительно пучности напряжения резонаторов простейшей геометрической формы, для которых мощность потерь и амплитуда магнитного поля в центре резонатора выражаются через отношение E_m/H_m . Из (I), (4) для цилиндрического и квадратного резонаторов E_m/H_m соответственно равно $1,165 \rho_0$ и $1,118 \rho_0$.

Ниже приведены выражения для определения эквивалентных параметров цилиндрического и квадратного резонаторов. Резонансная длина волны:

$$\lambda_{E110} = 1,64 R_p \text{ и } \lambda_{H201} = \frac{2}{\sqrt{5}} a. \quad (II)$$

Добротность резонатора

$$Q_{E110} = \frac{b R_p}{\delta(R_p + b)}, \quad Q_{H201} = \frac{2ba}{\delta(a+b)}, \quad (I2)$$

где δ - глубина скинслоя.

Характеристическое сопротивление

$$\rho_{E110} = 0,175 \rho_0 \frac{b}{R_p}, \quad \rho_{H201} = 0,29 \rho_0 \frac{b}{a}. \quad (I3)$$

Шунтовое сопротивление, как обычно $R_{ш} = \rho Q$

$$R_{ш}^{E110} = 0,175 \frac{\rho_0 b}{\delta(1 + \frac{R_p}{b})}, \quad R_{ш}^{H201} = 0,58 \frac{\rho_0 b}{\delta(1 + \frac{a}{b})}. \quad (I4)$$

В Таблице I приведены значения эквивалентных параметров резонаторов при возбуждении двух ортогональных мод. (Резонаторы изготовлены из меди).

Таблица I

Параметры	70 см.				10 см.			
	b/λ	$Q \cdot 10^3$	ρ Ом.	$R_{ш}$ кОм.	b/λ	$Q \cdot 10^3$	ρ Ом.	$R_{ш}$ кОм.
Цилиндрический резонатор	0,1	18,6	10,8	200	0,1	7,8	10,9	75
Квадратный резонатор	0,1	18	9,5	175	0,1	6,9	9,5	66

Из таблицы видно, что эквивалентные параметры цилиндрического и квадратного резонатора отличаются незначительно, и в дальнейшем будет рассматриваться только цилиндрический резонатор.

§2. Траектории электронов

Определение основных параметров электронного пучка на выходе из резонатора развёртки угла отклонения, энергетического разброса и т.д. можно свести к задаче нахождения траекторий отдельных электронов в заданном электромагнитном поле с круговой поляризацией, сделав следующие предположения:

а) скорость в направлении первоначального движения сохраняется;

б) отклоняющая сила действует перпендикулярно оси резонатора;

в) радиус на котором электрон покидает резонатор, много меньше самого резонатора.

Решая уравнения движения при начальных условиях $\dot{x} = \dot{y} = 0$ при $t = 0$, получим скорости и координаты электрона (см. Приложение I).

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \frac{F_0}{\gamma m_0 \omega} [\sin(2\alpha + \varphi_0) - \sin \varphi_0], \\ \dot{y} &= \frac{F_0}{\gamma m_0 \omega} [\cos(2\alpha + \varphi_0) - \cos \varphi_0], \end{aligned} \quad (I5)$$

$$x = \frac{F_0}{\gamma m_0 \omega^2} [\cos \varphi_0 - 2\alpha \sin \varphi_0 - \cos(2\alpha + \varphi_0)] + x_0,$$

$$y = \frac{F_0}{\gamma m_0 \omega^2} [\sin(2\alpha + \varphi_0) - \sin \varphi_0 - 2\alpha \cos \varphi_0] + y_0,$$

где $F_0 = eV_0 \dot{z}$, γ - приведенная энергия электрона;
 e, m_0 - заряд и масса электрона соответственно;
 V_0 - амплитуда магнитной индукции на оси резонатора;
 $2\alpha = \frac{\omega b}{\beta c}$ - пролетный угол.

Можно показать, что поперечная скорость V_L (рис.3). и радиус, на котором отклоненные электроны выходят из резонатора $R\delta$ (рис.4) не зависят от фазы влета φ_0 , т.е.

$$V_L = \sqrt{\dot{x}_b^2 + \dot{y}_b^2} = \frac{F_0}{\omega} \frac{\sin \alpha}{\alpha}, \quad (I6)$$

$$R\delta = \sqrt{x_b^2 + y_b^2} = \frac{F_0}{\omega^2} \sqrt{2[1 - 2\alpha \sin 2\alpha - \cos 2\alpha + (2\alpha)^2]},$$

где x_b, y_b - координаты электрона на выходе из резонатора (рис.3);

\dot{x}_b, \dot{y}_b - составляющие поперечной скорости.

Основной характеристикой развернутого пучка электронов является угол отклонения. По определению он равен:

$$d = \arctg \frac{V_L}{V_z}. \quad (I7)$$

Для цилиндрического резонатора с типом колебаний E_{110} угол отклонения определяется из соотношения (I8)

$$\operatorname{tg} d \cong \frac{1}{2J_1(t_{11})} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}} \frac{U_m}{U_0} \frac{\sin \alpha}{\alpha}, \quad (I8)$$

где $J_1(t_{11})$ - значение функции Бесселя $J_1^{\text{го}}$ порядка в первом максимуме;

U_m - амплитуда в пучности напряжения;

U_0 - ускоряющее напряжение источника электронов.

Погрешность определения угла отклонения рассмотрена в Приложении I.

Величина отклонения Re развернутого пучка, необходимая для прохождения электронов через кольцевые щели выходного резонатора, расположенные на расстоянии l от резонатора развертки (рис.5), определяется выражением

$$Re = \operatorname{tg} d \sqrt{\left(l + \frac{b}{2}\right)^2 + \left[\left(1 + \alpha \operatorname{ctg} \alpha\right) \frac{b}{2\alpha}\right]^2} \quad (I9)$$

или приближенно (с ошибкой менее 2% при $d < 20^\circ$)

$$Re \cong \operatorname{tg} d \left(l + \frac{b}{2}\right). \quad (20)$$

Одна из особенностей траекторий заключается в том, что электроны, отклоняясь поперечным магнитным полем с круговой поляризацией, приобретают на выходе из резонатора не только радиальную, но и азимутальную скорость. Отношение этих скоростей характеризуется углом скручивания ψ (рис.4):

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{V_\psi}{V_z}.$$

В декартовой системе координат он равен (рис.3):

$$\psi = \arctg \frac{x_b}{y_b} - \arctg \frac{y_b}{x_b}. \quad (21)$$

С погрешностью $\delta < 2\%$ при $2\alpha < 90^\circ$ угол скручивания определяется выражением:

$$\psi \cong \frac{(2\alpha)}{6}. \quad (22)$$

Электроны разворачиваемого пучка, отклоняясь магнитным полем, попадают в ускоряющее электрическое поле (которое равно нулю только на оси резонатора), что приводит к затратам ВЧ мощности (см. § 3) и разбросу по энергии электронов пучка. Он равен (I.I2):

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{2\tilde{\gamma}}{\pi} \operatorname{tg} d \cdot 2 \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}} \sin(\alpha - \varphi_0), \quad (23)$$

где $e\Delta U$ - разброс кинетической энергии электронов на выходе из резонатора;
 z, φ_0 - соответственно радиус и азимут, на котором электроны входят в резонатор.

§ 3. Взаимодействие пучка с электромагнитным полем резонатора развертки

ВЧ мощность, которую необходимо затратить для развертки пучка в гироконе $P_{вх}$, складывается из мощности потерь в стенках резонатора P_1 и мощности, затрачиваемой на ускорение пучка P_2 . Мощность P_2 можно определить через эквивалентные параметры резонатора приведенные к пучности напряжения и величину этого напряжения

$$P_2 = \frac{U_m^2}{2R_{ш}} \quad (24)$$

Используя выражения (18) и (24), получим мощность, рассеиваемую в стенках резонатора развертки:

$$P_1 = 12.3 \frac{U_0^2}{P_0} \frac{\delta}{\alpha} \frac{\gamma_0^2}{(\gamma_0 - 1)^2} \frac{\beta_0 \alpha + 1.9}{\sin^2 \alpha} \operatorname{tg}^2 d. \quad (25)$$

Расчет мощности взаимодействия электронов с ВЧ полем резонатора методом комплексных амплитуд (см. Приложение II) позволяет вычислить активную и реактивную составляющие мощности взаимодействия

$$\operatorname{Re} P_e = P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) \operatorname{tg}^2 d, \quad (26)$$

$$\operatorname{Im} P_e = P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg}^2 d. \quad (27)$$

Мощность взаимодействия можно выразить через электронную проводимость и амплитуду напряжения U_m как это принято в теории электронных приборов с динамическим управлением /10/

$$\bar{P}_e = \frac{1}{2} Y_e U_m^2, \quad (28)$$

где

$$Y_e = \frac{I_0}{U_0} \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \frac{(1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha)}{2\gamma_0^2(t_{11})} \frac{\sin \alpha}{\alpha} (1 + j \operatorname{ctg} \alpha). \quad (29)$$

Активная составляющая электронной проводимости приводит к подгрузке резонатора, а реактивная имеет емкостной характер и вызывает понижение резонансной частоты резонатора. На рис. 6 приведены графики составляющих электронной проводимости в зависимости от угла пролета электронов в зазоре резонатора, нормированные на величину Y_e' , где

$$Y_e' = \frac{I_0}{U_0} \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \frac{1}{2\gamma_0^2(t_{11})}. \quad (30)$$

Естественно, что для получения максимального угла отклонения, а также коэффициента усиления гирокона реактивная составляющая должна быть скомпенсирована расстройкой резонатора на величину X :

$$X = \frac{P_0}{P_1} \frac{1}{2\alpha} \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha). \quad (31)$$

X - относительная расстройка, определяемая соотношением

$$X = -\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)$$

где ω - частота генератора; ω_0 - собственная частота резонатора.

Таким образом, коэффициент усиления гирокона можно определить используя выражения (25) и (26)

$$K_p = \frac{P_{вых}}{P_1 + P_2} \quad \text{или} \quad K_p \cong \frac{P_0}{P_{вх}} \quad (32)$$

т.к. коэффициент полезного действия гирокона η_p близок к 100%.

На рис. 7 приведен график потребляемой разверткой мощности

$P_{\delta x}$ в зависимости от угла пролета для двух значений рабочих длин волн гирокона. Из графика видно, что потребляемая мощность имеет минимальное значение при определенном угле пролета $2\alpha_{opt}$ когда P_1 и P_2 примерно сравниваются. Величина $2\alpha_{opt}$ при уменьшении рабочей длины волны гирокона смещается в область больших углов пролета, так как $P_1 \sim (\lambda)^{-1/2}$; и приближенно определяется выражением

$$(2\alpha)_{opt} \cong \left[\frac{5 \cdot 10^{10}}{P_0} \left(\frac{\delta}{\lambda} \right) \frac{\gamma_0^3}{\gamma_0 + 1} \right]^{1/4} \quad (33)$$

погрешность которого не превышает 7% при $(2\alpha)_{opt} < 90^\circ$. В таблице 2 приведены значения мощности $P_{\delta x}$ при оптимальном угле пролета и $\text{tg} \alpha = 0,1$.

Таблица 2

	$P_0 = 8 \text{ МВт}$ $U_0 = 500 \text{ кВ}$				$P_0 = 70 \text{ МВт}$ $U_0 = 1000 \text{ кВ}$			
λ	165	70	30	10	165	70	30	10
$P_{\delta x}$	19,5	23,5	29,6	40	80,0	100	123	163
K_p	410	340	270	200	870	700	570	430

§ 4. Пассивный резонатор

Повышение коэффициента усиления гирокона может быть достигнуто путем применения пассивных (возбуждаемых пучком) резонаторов развертки /II/.

На рис.8 изображена схема устройства круговой развертки пучка электронов с применением пассивного резонатора. Пучок электронов, направляемый вдоль оси гирокона, попадает в резонатор развертки 3, где отклоняется поляризованным по кругу магнитным полем на начальный угол α_1 и после прохождения пролетного пространства l между резонаторами попадает в пассивный резонатор 4 на расстоянии Rl от его оси. В пассивном резонаторе пучок возбуждает колебания типа E_{110} с круговой поляризацией и отклоняется магнитным полем на угол α_2 .

Пасчет средней за период ВЧ колебаний мощности взаимодействия пучка и ВЧ поля резонатора методом комплексных амплитуд

(см. Приложение III) дает возможность вычислить интересующие нас параметры системы развертки с применением пассивного резонатора. Угол отклонения пассивным резонатором α_2 определяется аналогично углу отклонения в активном резонаторе и равен /III-10/

$$\alpha_2 \cong \alpha_1 \text{ctg} \frac{1}{2\gamma_0(t_{11})} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}} \frac{U_{mn}}{U_0} \frac{\sin \alpha_2}{\alpha_2}, \quad (34)$$

где U_{mn} - амплитуда напряжения в пучности электрического поля пассивного резонатора;

2α - невозмущенный угол пролета в пассивном резонаторе. Остальные обозначения те же, что и в (18).

Эффективность системы развертки с применением пассивного резонатора характеризуется выигрышем в коэффициенте усиления гирокона. Он определяется отношением $(\text{tg} \alpha_2 / \text{tg} \alpha_1)^2$ и равен:

$$K_n = \left(\frac{\text{tg} \alpha_2}{\text{tg} \alpha_1} \right)^2 = \left\{ \frac{(\theta_1 + \alpha_2)^2 + (1 + \alpha_2 \text{ctg} \alpha_2)^2}{(\theta_1 + \alpha_2) \left[(1 - \alpha_2 \text{ctg} \alpha_2) + \frac{\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \gamma_0(t_{11}) \frac{R_0}{R_{шп}} \frac{2\alpha_2}{\sin^2 \alpha_2} \right]} \right\}^2, \quad (35)$$

где $\theta_1 = \frac{\omega}{\beta c} \left(l + \frac{b}{2} \right)$ - угол пролета электронов от середины активного резонатора развертки до входа в пассивный резонатор (рис.8);

$R_{шп}$ - шунтовое сопротивление пассивного резонатора;

$R_0 = \frac{U_0}{I_0}$ - отношение ускоряющего напряжения к току пучка.

Оказывается, что максимальный выигрыш в коэффициенте усиления гирокона наступает при равенстве угла пролета электронов в зазоре пассивного резонатора углу пролета $(2\alpha_1)_{opt}$ в активном резонаторе, когда $(2\alpha_2)_{opt}$ определяется из условия минимума потребляемой мощности активным резонатором для отклонения на заданный угол α_1 (см. Приложение III).

При достаточно большом токе пучка или добротности пассивного резонатора, т.е. когда выполняется условие $R_0 \ll R_{шп}$ выигрыш в коэффициенте усиления K_n перестает зависеть от тока пучка. С учетом вышесказанного при $(2\alpha_2) < \frac{\pi}{2}$ выигрыш в коэффициенте усиления можно представить приближенно (с погрешностью, не превышающей 4%) выражением:

$$K_n \cong \left(3 \frac{n+2}{(2\alpha_2)^2} \right)^2, \quad \text{где } n = \frac{2l}{\beta} \quad (\text{см. рис.8}) \quad (36)$$

Выражение (36) получено в предположении, что положительная реактивная составляющая электронной проводимости пучка скомпенсирована реактивностью противоположного знака, за счет предварительной расстройки пассивного резонатора равной:

$$\chi = -\frac{\rho}{R_0} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0}\right) \frac{(1 - \chi_2 \operatorname{ctg} \chi_2) \sin \chi_2}{J_1^2(t_n) (2\chi_2)^2} \quad (37)$$

В этом случае, полная проводимость пассивного резонатора становится активной и равна сумме собственной проводимости $1/R_{\text{лпн}}$ активной составляющей электронной проводимости (см. Приложение III):

$$Y_n = \frac{1}{R_{\text{лпн}}} + \operatorname{Re} Y_{\text{еп}} = \frac{1}{R_{\text{лпн}}} + \frac{1}{R_0} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0}\right) \frac{2 \sin^2 \chi_2}{J_1^2(t_n) (2\chi_2)^2} (1 - \chi_2 \operatorname{ctg} \chi_2) \quad (38)$$

Увеличение активной составляющей полной проводимости приводит к уменьшению времени установления амплитуд полей в пассивном резонаторе, а следовательно и угла отклонения d_2 в переходном режиме

$$\operatorname{tg} d_2 = \operatorname{tg} d_2^0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}\right), \quad (39)$$

где d_2^0 — установившийся угол отклонения электронов в пассивном резонаторе,

τ_n — постоянная времени пассивного резонатора с учетом активной проводимости, вносимой пучком. Поэтому может оказаться, что параметры пассивного резонатора (угол пролета χ_2) целесообразнее выбирать исходя не из получения максимального выигрыша в усилении, а из соображений увеличения эффективности прибора в целом. В качестве иллюстрации в Таб.3 приведены значения выигрыша в коэффициенте усиления и постоянной времени пассивного резонатора τ_n в зависимости от угла пролета χ_2 для импульсного гирокона при $U_0 = 2 \cdot 10^6$ В, $I_0 = 500$ А, $\lambda = 10$ см.

Таблица 3

$(2\chi_2)$ град.	!	40	!	60	!	80
τ_n мксек.		0,4		0,2		0,1
K_n раз.		44		32		22

Из Таб.3 видно, что постоянная времени падает быстрее чем уменьшается выигрыш в усилении при увеличении угла пролета.

§ 5. Способы возбуждения и обеспечение точности круговой поляризации поля в резонаторе

Как было сказано выше, для получения круговой развертки пучка, необходимо возбудить в центре резонатора поле с круговой поляризацией. Это поле представляет суперпозицию двух ортогональных мод E_{110}^A и E_{110}^B с одинаковыми амплитудами, сдвинутыми по фазе на 90° . Появление же разницы в амплитудах или дополнительного сдвига по фазе приводит к тому, что поле в центре резонатора будет иметь эллиптическую поляризацию и, следовательно, пучок будет разворачиваться также по эллипсу, что приведет к увеличению оседания пучка в электроно-оптическом тракте гирокон. Отличие развертки от круговой при неравенстве амплитуд полей E_{110}^A и E_{110}^B или сдвиге по фазе между ними, отличным от $\varphi_0 = 90^\circ$ при $\delta\varphi_0 \ll \varphi_0$ и $\delta U = |U_A| - |U_B|$

$\ll |U_A|, |U_B|$ равно:

$$\frac{\delta R_B}{R_B} \cong \sqrt{(\delta\varphi_0)^2 + \left(\frac{\delta U}{U_{d,\beta}}\right)^2}, \quad (40)$$

где $|U_{d,\beta}|$ — амплитуды полей E_{110}^A или E_{110}^B .

Расчеты траекторий пучка в аксиальном и радиальном гироконках показывают, что отклонение развертки от круговой не должно превышать $\pm 2\%$. Обеспечение столь высокой точности круговой поляризации поля в резонаторе развертки представляет значительные трудности. Поэтому изучение причин, вызывающих нарушение круговой развертки пучка является важным при выборе конкретных решений. Выяснение причин нарушения круговой развертки пучка рассмотрим на примере двух способов возбуждения.

1. Резонатор возбуждается через два ненаправленных элемента связи (два ввода), расположенных по азимуту через 90° , при равенстве собственных частот ортогональных колебаний E_{110}^A и E_{110}^B . Случай вырождения собственных колебаний резонатора.

2. Резонатор возбуждается через один ненаправленный элемент связи (один ввод), расположенный через 45° относительно неоднородности, специально введенной в резонатор. Случай расщепления (неравенства) собственных колебаний резонатора $|E_{110}^A| \neq |E_{110}^B|$.

Возбуждение двумя вводами

Нарушение круговой поляризации поля при возбуждении двумя вводами обуславливается в основном двумя причинами. Первая связана с отличием формы резонатора от идеальной в результате неточности изготовления, а также тепловых или других деформаций в процессе работы. Вторая связана с необходимостью возбуждать и поддерживать колебания в резонаторе с равными амплитудами сдвинутыми по фазе на 90° с высокой точностью.

Как известно, наличие малых неоднородностей в резонаторе приводит к малому изменению его собственной частоты. Для резонатора развёртки наличие неоднородностей связано ещё с одним эффектом. Дело в том, что любой несимметричный тип колебаний в цилиндрическом резонаторе двукратно поляризационно вырожден. Наличие в резонаторе малых неоднородностей снимает поляризационное вырождение и ориентирует колебания в соответствии с принципом Релея, т.е. из всех гипотетических колебаний простой системы, в возмущённой системе устанавливаются те, которые соответствуют экстремальным значениям периода колебаний. Это значит, что через малую неоднородность проходит либо узловой диаметр, либо диаметр с максимальной интенсивностью, а частоты колебаний становятся разными (расщепление собственных значений). Рассмотрим влияние расщепления и влияние ориентации колебаний относительно вводов мощности (угла ζ рис. 9а) на точность круговой поляризации поля в резонаторе.

Несовпадение собственных частот (расщепление) двух колебаний приводит к нарушению равенства в амплитудах и появлению дополнительного сдвига по фазе между ними. При возбуждении, например, на частоте одного колебания, относительное изменение амплитуды второго и величина дополнительного сдвига по фазе определяется выражением:

$$\frac{\delta u}{u_a} \approx |Q\chi|; \quad \text{tg } \delta\varphi = -Q\chi \quad (41)$$

где χ - относительная расстройка (в этом примере равняется $\chi = \frac{\omega_a - \omega_b}{\omega_a}$ - относительной величине расщепления).

Исходя из необходимой точности поддержания амплитуд ($\frac{\delta u}{u_a} = 1,5 \cdot 10^{-2}$) и сдвига по фазе ($\delta\varphi = 10^{-2}$) получим допустимую величину расщепления. При добротности

$Q = 10^4$ относительная величина расщепления не должна превышать 10^{-6} .

Оценим величину расщепления по частотам, обусловленную малым отклонением формы резонатора от идеальной ($R = 70$ см):

а) отклонение от заданного диаметра ($D = 850$ мм) составляет $\pm 0,1$ мм;

б) непараллельность торцевых стенок, расстояние между которыми $B = 100$ мм, составляет $\pm 0,5$ мм.

Возьмем идеализированную модель резонатора в виде эллипса с разницей между полуосями $0,1$ мм. Расщепленные колебания будут ориентироваться по осям эллипса. Относительное изменение собственных частот $\chi_{d,\beta}$ возмущенных колебаний определяется выражением [12]:

$$\chi_{d,\beta} = \frac{\omega'_{d,\beta} - \omega_{d,\beta}}{\omega_{d,\beta}} = \frac{1}{2V} \int_{\Delta V} (\vec{H}_{d,\beta}^2 - \vec{E}_{d,\beta}^2) dV, \quad (42)$$

где $\vec{H}_{d,\beta}, \vec{E}_{d,\beta}$ - нормированные векторные функции колебаний L и β ;

ω_L, ω_β - невозмущенные значения частот колебаний L и β ;

ω'_L, ω'_β - возмущенные значения частот колебаний L и β .

В деформированном таким образом резонаторе относительное расщепление составляет $\chi_{d,\beta} = 10^{-4}$. Расчеты влияния перекоса торцевой стенки на $0,5$ мм показывают, что в этом случае $\chi_{d,\beta} = 0$. Перекос торцевой стенки одинаково влияет на электрическое и магнитное поле колебаний типа E_{110} . Таким образом, малые перекосы торцевых стенок резонатора не приводят к сколько-нибудь существенному расщеплению колебаний, в то время, как малые деформации цилиндрической части резонанса приводят к расщеплению, значительно превосходящему допустимое.

В конкретном резонаторе неоднородность может находиться в неопределенном месте по азимуту (рис. 9а), что приводит к возбуждению обоих расщепленных колебаний через ввод мощности. В этом случае эквивалентная схема резонатора развёртки, возбуждаемого двумя вводами мощности. При отсутствии явлений совпадения собственных значений расщепленных колебаний с другими типами колебаний в резонаторе, представлена на рис. 9б. Амплитуды колебаний в такой эквивалентной схеме описываются уравне-

ниями, аналогичными уравнениям для системы двух связанных контуров, в каждом из которых действуют возбуждающие источники. Следовательно, амплитуды колебаний и сдвиг по фазе между ними, а также входной импеданс вводов зависят от настройки каждого из двух колебаний, подводимой мощности к каждому из двух вводов, и величин связи, которые в свою очередь определяются пространственной ориентацией колебаний относительно вводов мощности. Влияние малой неоднородности можно компенсировать другими неоднородностями, специально для этой цели введёнными в резонатор („компенсаторы неоднородности на рис. 10а). Связь между колебаниями при этом исчезает ($M_{12}=M_{21}=0$) и система связанных контуров распадается на два независимых контура. Изменение частоты, вызываемое компенсирующими неоднородностями, а также необходимый диапазон перестройки осуществляется большими по сравнению с компенсирующими телами, введёнными в объём резонатора.

Отсутствие связи между колебаниями через вводы мощности позволяет независимо изменять амплитуды и перестраивать собственные частоты этих колебаний и существенно упростить настройку резонатора для получения круговой поляризации.

Питание резонатора можно осуществить двумя способами:

- а) двумя одинаковыми усилителями, возбуждаемыми общим задающим генератором (рис. 11а);
- б) одним генератором с применением восьмиполюсника для деления мощности пополам (рис. 11б).

Применение восьмиполюсника даёт очевидные преимущества, связанные с тем, что точность деления мощности и сдвиг по фазе не зависят от уровня мощности, а также осуществляется развязка генератора от резонансной нагрузки. Выбор конкретного восьмиполюсника обуславливается уровнем передаваемой мощности и рабочей частотой.

Рассмотрим работу кольцевого моста и 3 дБ ответвителя применительно к задаче возбуждения резонатора развёртки. Трёхдецибелльный направленный ответвитель /I4/ всегда обеспечивает сдвиг по фазе на 90° , но деление мощности пополам происходит при условии отсутствия отражений в каналах, т.е. $\Gamma_2=\Gamma_3=0$ (рис. 11б). При отличии коэффициентов отражений

от нуля в каналах 2 и 3 ($\Gamma_2=\Gamma_3 \neq 0$) отношение отражённых волн от 3 дБ ответвителя (падающие волны в каналах) равно:

$$\frac{b_2}{b_3} = j \frac{1 + \Gamma_0 \Gamma_4}{1 - \Gamma_0 \Gamma_4} \quad (43)$$

где b_2 и b_3 — комплексные амплитуды падающих волн в каналах; Γ_0 и Γ_4 — модули коэффициентов отражений от вводов и балластной нагрузки соответственно.

Выполнить условие — равенство нулю коэффициентов отражений от вводов практически невозможно. Легче добиться малых отражений от балластной нагрузки $\Gamma_4 \approx 0$. Из (43) следует, что необходимую точность деления 3дБ моста можно обеспечить, если сделать отражения Γ_4 от балластной нагрузки небольшими. На рис. 12 показана погрешность деления 3дБ моста в зависимости от величины коэффициента отражения от вводов мощности для нескольких значений коэффициента отражения от балластной нагрузки. Уменьшение отражений от балластной нагрузки до $\Gamma_4 \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ позволяет обеспечить необходимую точность деления 3дБ моста при отражениях от вводов, достигающих $\Gamma_2=\Gamma_3=0,2$.

Кольцевой мост /I4/ делит мощность пополам, и не сдвигает фазу между каналами при идеальном согласовании его плеч с нагрузками. Для обеспечения нужного сдвига по фазе каналы должны отличаться по длине на $\lambda/4$. При возникновении отражений в каналах сдвиг по фазе между ними становится отличным от 90° и определяется выражением:

$$\frac{b_2}{b_3} = \frac{2\Gamma_0\Gamma_4}{1+(\Gamma_0\Gamma_4)^2} + j \frac{1-(\Gamma_0\Gamma_4)^2}{1+(\Gamma_0\Gamma_4)^2} \quad (44)$$

Уменьшая коэффициент отражения от балластной нагрузки до $\Gamma_4 \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$, можно обеспечить необходимую точность сдвига по фазе при отражениях от вводов достигающих $\Gamma_2=\Gamma_3=0,4$ (рис. 13).

Таким образом, для деления мощности пополам можно использовать как направленный 3дБ ответвитель, так и кольцевой мост.

Возбуждение одним вводом

Возможность получения круговой поляризации волны в круглом

волноводе описана в /13/, где показано, что внесение неоднородности в волновод под углом 45° к плоскости падающей волны H_{11} , возбуждает две ортогональные волны, равные по амплитуде. Необходимый сдвиг фаз обеспечивается за счёт выбора определённой длины вставки. Ранее было показано, что пространственная ориентация колебаний E_{110}^A и E_{110}^B определяется положением эквивалентной неоднородности по азимуту, а величина этой неоднородности определяет разницу в значениях собственных частот колебаний. Из этого следует, что для возбуждения поля с круговой поляризацией через один ввод, колебания E_{110}^A и E_{110}^B должны располагаться симметрично по азимуту относительно ввода и расстраиваться относительно частоты возбуждения на половину полосы пропускания (одно выше, другое - ниже). Достигается это путём введения в резонатор специальной неоднородности определённой величины, сдвинутой по азимуту на 45° относительно ввода мощности. Вырождение колебаний снимается и они ориентируются симметрично относительно ввода, обеспечивая тем самым равные коэффициенты связи ввода мощности с колебаниями. Объёмный резонатор с двумя ортогональными колебаниями можно представить в виде двух колебательных контуров с эквивалентными параметрами и имеющими равные коэффициенты связи с генератором (рис. 14). Взаимодействие пучка с полем резонатора (см. Приложение II) учитывается добавлением к собственной проводимости контуров проводимости пучка, т.е. $Y_2 = Y_{p1} + Y_n$ и $Y_3 = Y_{p2} + Y_n$. В этом случае комплексные амплитуды напряжений эквивалентных контуров равны:

$$U_1 = \frac{Y_2 Y_3 I_r}{Y_1 Y_2 Y_3 - B_{cb}^2 (Y_2 + Y_3)} ; \quad (45)$$

$$U_2 = \frac{B_{cb} Y_3 I_r}{Y_1 Y_2 Y_3 - B_{cb}^2 (Y_2 + Y_3)} ;$$

$$U_3 = \frac{B_{cb} Y_2 I_r}{Y_1 Y_2 Y_3 - B_{cb}^2 (Y_2 + Y_3)} ,$$

где Y_1, Y_2, Y_3 - полные проводимости контуров;
 $B_{cb} = \frac{1}{j\omega M_{cb}}$ - проводимость связи.

Из (45) видно, что для получения круговой поляризации поля в резонаторе, что соответствует получению равных амплитуд U_2 и U_3 и фазового сдвига между ними 90° необходимо, чтобы активные и реактивные составляющие проводимостей Y_2 и Y_3 были равны, а реактивные имели ещё и противоположные знаки (рис. 14б). Без пучка, для выполнения этого условия, достаточно расстроить колебания на половину полосы пропускания в разные стороны. С учётом шунтирующей проводимости, вносимой пучком, и при возбуждении через один ввод, круговая поляризация поля нарушается, если она имела место без пучка и наоборот. Это связано с тем, что реактивные составляющие проводимости, вносимой пучком одного знака, а реактивные составляющие проводимости контуров, расстроенных в противоположные стороны относительно собственных частот, разного. Теперь, чтобы получить круговую поляризацию поля "под пучком" нужно расстройкой контуров добавить реактивности (рис. 14б).

$$B_2 = \text{Im } Y_n - \text{Re } Y_n \quad (46)$$

$$B_3 = \text{Im } Y_n + \text{Re } Y_n$$

Из (45) легко получить величины необходимых расстроек.

$$\frac{\Delta \omega_{2,3}}{\Delta \omega_0} = \frac{\text{Im } Y_n \pm \text{Re } Y_n}{Y_p} , \quad (47)$$

где Y_p - проводимость ненагруженного резонатора,

$\Delta \omega_0$ - величина расстройки для получения круговой поляризации без пучка,

$\Delta \omega_{2,3}$ - дополнительная расстройка контуров (колебаний E_{110}^A и E_{110}^B) с пучком для получения круговой поляризации. Для случая, когда составляющие проводимости пучка равны собственной проводимости резонатора, т.е.

$$\text{Re } Y_n = \text{Im } Y_n = |Y_p(\pm \Delta \omega_0)| \quad (48)$$

величины расстройки контуров равны:

$$\frac{\Delta \omega_2}{\Delta \omega_0} = 0 ; \quad \frac{\Delta \omega_3}{\Delta \omega_0} = 4. \quad (49)$$

§ 6. Примеры конструктивного выполнения резонаторов развертки

Особенности конструкции резонатора развертки можно проиллюстрировать на примере резонаторов импульсного и непрерывного гироконов, построенных в Институте ядерной физики СО АН СССР.

На (рис. 15) показана конструкция резонатора развертки импульсного гирокона ($\lambda = 70$ см.), в которой предусмотрены элементы, необходимые для подстройки частот ортогональных колебаний, компенсации неоднородностей и возбуждения. Неравномерное переходное сопротивление контакта между обечайкой и торцевыми стенками может явиться причиной нарушения круговой поляризации поля в резонаторе. Были проведены специальные исследования переходного сопротивления разъемных контактов /15/, где было показано, что переходное сопротивление контакта "медь-индий-медь" при значительно меньших усилиях в соединении имеет и меньшее удельное переходное сопротивление по сравнению с удельным переходным сопротивлением контакта "медь-медь", и как следствие обеспечивает более равномерное переходное сопротивление по линии контакта. Таким образом, в разборной конструкции резонатора между торцевыми стенками 1 и обечайкой 2 проложена индиевая проволока 3.

Возбуждение резонатора осуществляется через индуктивные подвижные зонды 4, что в сочетании с двухшлейфовым согласующим устройством позволяет легко согласовывать резонатор с системой ВЧ питания.

Компенсация неоднородностей резонатора производится четырьмя стержнями 11 с регулируемой глубиной погружения в полость резонатора. Настройка частот колебаний осуществляется стержнями 12, установленными напротив вводов мощности 4. Ослабление излучения из резонатора через "выходное" отверстие достигается установкой конического заградительного волновода 9.

Жесткие требования к равенству амплитуд колебаний и фазовому сдвигу между ними исключает возможность работы резонатора развертки даже при незначительных нарушениях вакуумной изоляции (РВР). Как известно, основным методом борьбы с РВР является создание между электродами постоянного электрического поля. В резонаторе с типом волны E_{110} есть возможность без заметного

искажения распределения ВЧ полей прорезать кольцевую щель 6 в торцевой стенке по узловой линии радиального тока и на центральную часть 7, укрепленную на изоляторах 10, подать постоянное напряжение, подавляющее РВР. Влияние этого напряжения на траектории электронов рассмотрено в Приложении II.

Возможность возникновения РВР во вводах мощности устраняется тем, что индуктивные петли 4 отделены от вакуума с помощью керамических колпачков 5. Измерение параметров круговой поляризации поля в резонаторе и калибровка измерительных зондов 13 осуществляется вращающейся петлей, устанавливаемой в отверстие 8, соосно с резонатором. Снимаемый с петли сигнал при её вращении на 360° не изменяется, если в центре резонатора существует круговая поляризация магнитного поля. В метровом диапазоне длин волн радиальный размер резонатора развертки становится большим и это затрудняет его изготовление с необходимой точностью и механической устойчивостью. В частности, для непрерывного гирокона ($\lambda = 165$ см.) внутренний диаметр резонатора равен двум метрам. На рис. 16 показана конструкция резонатора развертки непрерывного гирокона /16/, особенностью которой является меньший радиальный размер (примерно в два раза) и несколько меньшая потребляемая мощность на его возбуждение по сравнению с резонатором обычной формы, в котором возбуждаются колебания типа E_{110} . Это достигается тем, что на торцевой стенке 7 установлен цилиндр, на обращенном внутрь резонатора торце которого установлен металлический диск с отверстием на оси резонатора для прохождения пучка электронов. Собственная частота рабочего типа колебаний определяется в нем не только диаметром обечайки, но и размерами диска и цилиндра. Для подачи постоянного напряжения, с целью подавления РВР, часть обечайки отделена кольцевой щелью 4, прорезанной по узловой линии аксиальных токов, и вместе с торцевой стенкой поддерживаются четырьмя изоляторами 3. Резонатор снабжен вводами мощности 10, компенсаторами неоднородности 9 и перестройками собственных частот колебаний 8.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Расчет движения электронов в электромагнитном поле резонатора развертки

Определение параметров электронного пучка на выходе из резонатора развертки (угол отклонения, энергетический разброс, затраты ВЧ мощности на ускорение пучка, амплитуда и фаза наведенного пучком поля и др.) можно свести к задаче нахождения траекторий отдельных электронов в заданном электромагнитном поле. В общем случае система нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений движения электронов в электромагнитном поле не имеет аналитического решения. Решение может быть получено методом численного интегрирования уравнений движения или с приемлемой точностью, решением упрощенной задачи о движении релятивистского электрона в ВЧ магнитном поле для малых углов отклонения при следующих предположениях:

- 1) сохраняется скорость в направлении первоначального движения;
- 2) отклоняющая сила действует перпендикулярно оси резонатора;
- 3) радиус, на котором электрон покидает резонатор, много меньше радиуса самого резонатора.

1. Действительно рассмотрим область взаимодействия пучка с электромагнитным полем резонатора (рис.2). На частицы, движущиеся по оси Z с начальной скоростью $V_z^0 = \beta_0 c$ ($\beta_0 = \frac{V_z^0}{c}$, c - скорость света) действует сила, вращающаяся по кругу с частотой ω . В декартовых координатах эту силу можно записать покомпонентно:

$$\begin{aligned} F_x &= F_0 \sin(\omega t + \varphi_0); \\ F_y &= F_0 \cos(\omega t + \varphi_0). \end{aligned} \quad (I.1)$$

Здесь: φ_0 - начальная фаза колебаний;
 F_0 - амплитуда силы, действующей на частицу с учетом величины заряда.

Уравнения движения частицы:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \gamma m_0 \dot{x} &= F_0 \sin(\omega t + \varphi_0); \\ \frac{d}{dt} \gamma m_0 \dot{y} &= F_0 \cos(\omega t + \varphi_0), \end{aligned} \quad (I.2)$$

где γ - приведенная энергия частицы,
 m_0 - масса покоя частицы.
 Решая уравнения (I.2) при начальных условиях ($\dot{x} = \dot{y} = 0$ при $t = 0$), получим скорость частицы:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \frac{F_0}{\gamma m_0 \omega} [\sin(\omega t + \varphi_0) - \sin \varphi_0]; \\ \dot{y} &= -\frac{F_0}{\gamma m_0 \omega} [\cos \varphi_0 - \cos(\omega t + \varphi_0)]. \end{aligned} \quad (I.3)$$

Для нахождения координат будем считать, что при пролете резонатора величина γ не изменяется, т.е. $\gamma \cong \gamma_0$. Тогда, интегрируя (I.3), получим:

$$\begin{aligned} x &= \frac{F_0}{\gamma_0 m_0 \omega^2} [\cos \varphi_0 - \omega t \sin \varphi_0 - \cos(\omega t + \varphi_0)] + x_0 \\ y &= \frac{F_0}{\gamma_0 m_0 \omega^2} [\sin(\omega t + \varphi_0) - \sin \varphi_0 - \omega t \cos \varphi_0] + y_0 \end{aligned} \quad (I.4)$$

Здесь x_0 и y_0 - начальные координаты электрона. Введя понятие угла пролета $2\alpha = \omega t$, преобразуем (I.4)

$$\begin{aligned} x &= x(\alpha) \cos \varphi_0 + y(\alpha) \sin \varphi_0, \\ y &= y(\alpha) \cos \varphi_0 + x(\alpha) \sin \varphi_0, \end{aligned} \quad (I.5)$$

где

$$\begin{aligned} x(\alpha) &= \frac{F_0}{\gamma_0 m_0 \omega^2} (1 - \cos(2\alpha)) + x_0, \\ y(\alpha) &= \frac{F_0}{\gamma_0 m_0 \omega^2} [\sin(2\alpha) - (2\alpha)] + y_0. \end{aligned}$$

Для простоты везде ниже будем полагать, если не оговорено специально, $x_0 = y_0 = 0$.

2. По линейным скоростям частицы на выходе из резонатора развертки (I.3) оценивается угол отклонения при развертке. По определению он равен:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{V_1}{V_2}; \quad V_1 = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}. \quad (I.6)$$

В нулевом приближении можно считать, что $V_2 = \beta_0 c$, $\gamma = \gamma_0$ тогда используя (I.3), получим:

$$\operatorname{tg} d \approx \frac{2 F_0 \sin \alpha}{m_0 c \omega \sqrt{\gamma_0^2 - 1}} \quad (\text{I.7})$$

Погрешность определения величины $\operatorname{tg} d$ по формуле (I.7) не превышает $(\operatorname{tg} d)^2$

В случае отклонения магнитным полем $F_0 = e v_z B_0$, а в случае отклонения электрическим полем $F_0 = e E_0$. Конкретно для цилиндрического резонатора с колебаниями E_{110} угол отклонения равен:

$$\operatorname{tg} d \approx \frac{1}{2 \mathcal{J}_1(t_{11})} \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}} \frac{U_m}{U_0} \frac{\sin \alpha}{\alpha} \quad (\text{I.8})$$

Здесь учтено, что $\frac{E_m}{H_m} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} 2 \mathcal{J}_1(t_{11})$,

где E_m, H_m - максимальные амплитуды напряженностей электрического и магнитного поля;

$\mathcal{J}_1(t_{11})$ - значение функции Бесселя $J_1^{(1)}$ порядка в первом максимуме;

U_m - амплитуда ВЧ напряжения в пучности;

$e U_0$ - начальная кинетическая энергия частицы;

e - заряд частицы;

$\alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \theta$ - половина невозмущенного угла пролета.

3. Изменение энергии γ/γ_0 частиц при пролете через резонатор можно оценить, решая уравнение для кинетической энергии [Л-17]

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{e}{m_0 c^2} E_z \dot{z} \quad (\text{I.9})$$

В случае отклонения магнитным полем с круговой поляризацией (в дальнейшем отклонение так же предполагается магнитным полем):

$$B_x = B_0 \sin \omega t; \quad B_y = B_0 \cos \omega t$$

а величину E_z можно определить из уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Используя (I.5) и полагая $\varphi_0 = 0$, получим:

$$E_z = B_0 \omega [x(\alpha) \sin(2\alpha) - y(\alpha) \cos(2\alpha)] \quad (\text{I.10})$$

Подставляя (I.10) в (I.9) и интегрируя по времени пролета в предположении $\dot{z} = v_z^0$ получим:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{\gamma_0^2 - 1}{\gamma_0^2} \operatorname{tg}^2 d (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) \quad (\text{I.11})$$

4. Полученное изменение энергии $(\frac{\gamma}{\gamma_0})$ позволяет оценить мощность взаимодействия пучка с полем резонатора

$$P_e = P_0 \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \left(\frac{\gamma - \gamma_0}{\gamma_0} \right) \quad (\text{I.12})$$

Здесь P_0 - начальная мощность пучка;

γ_0, γ - релятивистский фактор на входе и выходе резонатора соответственно.

Из (I.12) с учетом (I.11) получим:

$$P_e = P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0} \right) (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) \operatorname{tg}^2 d \quad (\text{I.13})$$

Это выражение позволяет оценить мощность, расходуемую на ускорение электронов при развертке на угол d .

5. До сих пор мы считали сечение пучка бесконечно малым. Реально же пучок имеет конечные размеры. Поэтому изменение энергии электронов, принадлежащих различным областям сечения пучка, не будет одинаково. Из соотношения (I.9), (I.10) и полагая в (I.5) $x_0 = z_0 \cos \varphi$ и $y_0 = z_0 \sin \varphi$ (z_0 - радиус влета электрона; φ - азимут влета электрона) получим для энергетического разброса внутри пучка:

$$\frac{\gamma_r}{\gamma_0} = \frac{\gamma}{\gamma_0} + \frac{\Delta \gamma}{\gamma_0} = \frac{\gamma}{\gamma_0} + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{\gamma_0} z_0 \sin(\alpha - \varphi) \operatorname{tg} d \quad (\text{I.14})$$

γ_2 - релятивистский фактор на выходе из резонатора для электрона, вошедшего в него на радиусе z и азимуте φ .

После простых преобразований из (I.14) получим:

$$\frac{\Delta U}{U_0} = \frac{2z}{\lambda} \sqrt{\frac{\gamma_0+1}{\gamma_0-1}} z \sin(\alpha-\varphi) \operatorname{tg} d. \quad (\text{I.15})$$

$e\Delta U$ - разброс кинетической энергии частиц на выходе из резонатора.

Для пучка с начальным диаметром $2z = 0,05\lambda$, $\gamma_0 = 4$ и $d = 15^\circ$, $-0,017 \leq \frac{\Delta U}{U_0} \leq +0,017$.

6. Для подавления резонансного высокочастотного разряда (РВР) в резонаторе развертки на одну из его торцевых стенок подается потенциал ($U_{см}$). Чтобы оценить влияние $U_{см}$ на угол отклонения, рассмотрим упрощенную модель конструкции резонатора (рис.17). Верхняя торцевая стенка резонатора находится под потенциалом $U_{см}$. Изменением аксиальной скорости за счет переменного высокочастотного электрического поля будем пренебрегать. Тогда энергия электрона на выходе из резонатора будет в точности равна начальной. Очевидно, влияние смещения на угол отклонения заметно лишь при энергиях, сравнимых с величиной напряжения смещения. Реально $U_{см}$ много меньше энергии электронов, поэтому ниже будем считать $\gamma \cong \gamma_0$. Запишем уравнение движения (I.2) с учетом сделанных замечаний

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eB_0}{\gamma_0 m_0} \dot{z} \cos \omega t, \quad \frac{dy}{dt} = -\frac{eB_0}{\gamma_0 m_0} \dot{z} \sin \omega t. \quad (\text{I.16})$$

Здесь для простоты полагая $\varphi_0 = 0$. К (I.16) следует добавить уравнение для \dot{z} .

$$\frac{d\dot{z}}{dt} = -\frac{eE_{см}}{\gamma_0 m_0}, \quad E_{см} = \frac{U_{см}}{b}. \quad (\text{I.17})$$

Уравнения (I.16), (I.17) будем решать при начальных условиях:

$$\dot{y}|_{t=0} = 0; \quad \dot{x}|_{t=0} = 0; \quad \dot{z}|_{t=0} = \dot{z}_{вн},$$

$$\text{где } \dot{z}_{вн} = \beta c = \frac{\sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma} c \quad \text{а } \gamma = \gamma_0 + (\gamma_0+1) \frac{U_{см}}{U_0}$$

Здесь eU_0 - начальная кинетическая энергия частицы.

Интегрируя (I.16), (I.17), получим:

$$\dot{x} = \frac{F_0}{\gamma_0 m_0 \omega} \frac{\dot{z}_{вн}}{\dot{z}_0} [\sin(2x) - A_0 \cos(2x) + A_0 2x' \sin(2x) - A_0]; \quad (\text{I.18})$$

$$\dot{y} = \frac{F_0}{\gamma_0 m_0 \omega} \frac{\dot{z}_{вн}}{\dot{z}_0} [\cos(2x) - 1 + A_0 \sin(2x) - A_0 2x' \cos(2x)],$$

$$\text{где } A_0 = \frac{U_{см}}{U_0} \frac{\gamma_0-1}{\gamma_0} \frac{c^2}{\omega^2 \dot{z}_{вн}} = \frac{\lambda}{2\pi b} \frac{\gamma_0-1}{\gamma_0} \frac{c}{\dot{z}_{вн}} \frac{U_{см}}{U_0},$$

$$2x' = \frac{1}{A_0} \sqrt{\frac{1}{A_0^2} - \frac{2\omega b}{A_0 \dot{z}_{вн}}} \quad - \text{угол пролета, определяемый интегрированием уравнения (I.17).}$$

Воспользовавшись определением угла отклонения d (I.6), после преобразований получим:

$$\operatorname{tg} d' = \operatorname{tg} d \frac{\dot{z}_{вн}}{\dot{z}_0} \frac{\sin x'}{\sin x} \sqrt{1 + 2x' A_0 + A_0^2 \left\{ 1 + \frac{2x' [2x' - 2 \sin(2x')]}{2(1 - \cos(2x'))} \right\}} \quad (\text{I.19})$$

Величина $\operatorname{tg} d$ определяется из (I.8).

Если $(2x) \ll 1$, то (I.19) можно преобразовать к виду

$$\operatorname{tg} d' = \operatorname{tg} d \frac{\dot{z}_{вн}}{\dot{z}_0} \sqrt{1 - 2A_0 x' - (2A_0 x')^2 \left[\frac{1}{(2x')^2} + \frac{1}{12} \right]} \quad (\text{I.20})$$

Увеличение угла отклонения при $U_{см} > 0$ и уменьшение в случае $U_{см} < 0$ связано с изменением эффективности зазора. Например, $U_0 = 30$ кВ, $U_{см} = \pm 15$ кВ, $\lambda = 1,65$ м, $b = 0,15$ м и по (I.20) получим:

$$\text{а) } U_{см} = 15 \text{ кВ} \quad \operatorname{tg} d' / \operatorname{tg} d = 1 + 0,07;$$

$$\text{б) } U_{см} = -15 \text{ кВ} \quad \operatorname{tg} d' / \operatorname{tg} d = 1 - 0,19.$$

Энергетические соотношения взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем резонатора развертки

В приложении I определена активная составляющая мощности взаимодействия пучка с ВЧ полем резонатора, т.е. предполагалось, что для получения максимального коэффициента усиления реактивная составляющая скомпенсирована предварительной расстройкой резонатора. Для определения величины и знака этой расстройки рассчитаем активную и реактивную составляющие мощности взаимодействия методом комплексных амплитуд.

В случае отклонения магнитным полем с круговой поляризацией, компоненты магнитной индукции в комплексном виде равны:

$$\begin{aligned} B_x &= B_0 e^{j(\omega t + \varphi_0 - \frac{\pi}{2})}; \\ B_y &= B_0 e^{j(\omega t + \varphi_0)} \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

Уравнения движения электрона в резонаторе развертки при малых углах отклонения и без учета влияния электрического поля выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{e B_0 v_0 c}{\gamma m} e^{j(\omega t + \varphi_0)}; \\ \ddot{y} &= -\frac{e B_0 v_0 c}{\gamma m} e^{j(\omega t + \varphi_0 - \frac{\pi}{2})}. \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

γ - релятивистский фактор.

Решая эти уравнения при начальных условиях $\dot{x}|_{t=0} = \dot{y}|_{t=0} = 0$ получим:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -j \frac{F_0}{\omega} [e^{j(\omega t + \varphi_0)} - e^{j\varphi_0}]; \\ \dot{y} &= \frac{F_0}{\omega} [e^{j(\omega t + \varphi_0)} - e^{j\varphi_0}]; \\ x &= \frac{F_0}{\omega^2} [j\omega t e^{j\varphi_0} + e^{j\varphi_0} - e^{j(\omega t + \varphi_0)}]; \\ y &= \frac{F_0}{\omega^2} [j e^{j\varphi_0} - \omega t e^{j\varphi_0} - j e^{j(\omega t + \varphi_0)}]; \quad F_0 = \frac{e B_0 v_0 c}{\gamma m}. \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

$$y = \frac{F_0}{\omega^2} [j e^{j\varphi_0} - \omega t e^{j\varphi_0} - j e^{j(\omega t + \varphi_0)}]; \quad F_0 = \frac{e B_0 v_0 c}{\gamma m}. \quad (\text{II.4})$$

Средняя за период ВЧ поля мощность взаимодействия электронного пучка и переменного электрического поля резонатора развертки /II/

$$\bar{P}_e = \frac{1}{2} \int_0^l I_0 E_z^* dz \quad (\text{II.5})$$

здесь I_0, E_z амплитудное значение тока и напряженности поля.

$$\bar{P}_e = I_0 \frac{v_0 c}{2\omega} \int_0^{2\pi} E_z^* d(2\alpha). \quad (\text{II.6})$$

Используя уравнение Максвелла, связывающее \vec{E} и \vec{B} , получим:

$$\begin{aligned} E_z &= -j 2 B_0 \omega x e^{j(\omega t + \varphi_0)}; \\ E_z^* &= j 2 B_0 \omega x e^{-j(\omega t + \varphi_0)}; \end{aligned} \quad (\text{II.7})$$

здесь x и y взяты из (I.5). Предполагая для простоты $\varphi_0 = 0$, найдем

$$\bar{P}_e = \frac{e B_0^2 v_0^2}{\gamma m} \left[\frac{\sin \alpha}{\alpha} (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) + j \frac{\sin \alpha \cos \alpha}{\alpha^2} (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) \right] \quad (\text{II.8})$$

Соответственно, средняя за период активная и реактивная мощности:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \bar{P}_e &= P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) \operatorname{tg}^2 \alpha; \\ \operatorname{Im} \bar{P}_e &= P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1 - \alpha \operatorname{ctg} \alpha) \operatorname{ctg} \alpha \operatorname{tg}^2 \alpha, \end{aligned} \quad (\text{II.9})$$

здесь $\operatorname{tg} \alpha = \frac{e B_0 v_0}{\gamma m v_0 c} \frac{\sin \alpha}{\alpha}$ - тангенс угла отклонения в резонаторе развертки при заданной величине напряженности магнитного поля, $P_0 = I_0 U_0$ - мощность пучка.

На основании выражения (П.9) можно определить проводимость, вносимую пучком, как результат электронной мощности взаимодействия

$$\frac{2\bar{P}_e}{U_m^2} = Y_e = G_e + jB_e. \quad (\text{П.10})$$

В случае использования цилиндрического резонатора с колебаниями E_{110} величина U_m^2 может быть найдена по формуле

$$U_m^2 = 4\gamma_0^2(t_{11}) Z_0^2 \frac{(\gamma_0+1)}{(\gamma_0-1)} \frac{(2x)^2}{\sin^2 x} \text{tg}^2 d. \quad (\text{П.11})$$

Подставив (П.11) в (П.10), получим электронную проводимость, вносимую пучком:

$$Y_e = \frac{I_0}{U_0} \frac{\gamma_0-1}{\gamma_0} \frac{(1-x \text{ctg} x)}{2\gamma_0^2(t_{11})(2x)^2} (1+j \text{ctg} x) \sin^2 x. \quad (\text{П.12})$$

Полная мощность, потребляемая от генератора

$$P_{\delta x} = \bar{P}_e + P_A \quad (\text{П.13})$$

Здесь $P = P_A(1-jQX)$ Q - добротность ненагруженного резонатора; P_A - мощность потерь в стенках резонатора в режиме бегущей волны; X - относительная расстройка.

Подставив (П.8) в (П.13) и отделив мнимую и действительную части, получим:

$$\text{Re } P_{\delta x} = P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1-x \text{ctg} x) \text{tg}^2 d + P_A; \quad (\text{П.14})$$

$$\text{Im } P_{\delta x} = P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1-x \text{ctg} x) \text{ctg} x \text{tg}^2 d - P_A \text{ctg} \bar{\beta};$$

$$\text{ctg} \bar{\beta} = QX.$$

Для цилиндрического резонатора с колебаниями E_{110} круговой поляризации величина P_A может быть определена по формуле (§ 3 (25))

$$P_A \cong \frac{U_0^2}{P_0} 12,3 \frac{\delta}{\lambda} \frac{\gamma_0^2}{(\gamma_0-1)^2} \frac{P_0 x + 1,9}{\sin^2 x} \text{tg}^2 d. \quad (\text{П.15})$$

Здесь: δ - глубина скин-слоя; λ - резонансная длина волны.

Выражения (П.14) позволяют определить оптимальный угол пролета при заданном угле отклонения d и мощности пучка P_0 . Действительно, подставив (П.15) в (П.14), определим минимум $P_{\delta x}$. $P_{\delta x}$ будет минимальна при

$$(2x)_{\text{опт}} \cong \left[5 \cdot 10^{10} \frac{\delta}{\lambda} \frac{\gamma_0^3}{\gamma_0+1} \frac{1}{P_0} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (\text{П.18})$$

$(2x)_{\text{опт}}$ - невозмущенный угол пролета.

Приравняв в (П.14) $\text{Im } P_{\delta x}$ нулю, получим величину и знак необходимой расстройки резонатора развертки (при фиксированных d , $(2x)$ и P_0) для компенсации реактивной проводимости, вносимой пучком.

$$X = \frac{P_0}{P_A} \frac{1}{Q} \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) (1-x \text{ctg} x) \text{ctg} x \text{tg}^2 d. \quad (\text{П.19})$$

Можно определить угол пролета, при котором затраты ВЧ мощности на ускорение пучка отсутствуют. Для этого в (П.14) $\text{Re } P_{\delta x}$ нужно приравнять P_A . По-прежнему считаем d и P_0 - заданными.

$$\text{Re } P_{\delta x} = P_A \quad (\text{П.20})$$

$$1 - x \text{ctg} x = 0 \quad \text{при } (2x) = 0^\circ; 515^\circ \text{ и т.д.}$$

Энергетические соотношения взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем пассивного резонатора

По результатам вычислений (П. I) и (П. II) координаты и скорости электрона на выходе из резонатора развертки представим в виде:

$$\begin{aligned} \dot{x}_b &= -\beta_0 c \operatorname{tg} d_1 e^{j(\alpha_1 + \varphi)}; \\ \dot{y}_b &= -j x_b; \\ x_b &= j \frac{\beta_0 c \operatorname{tg} d_1}{\omega} \left(e^{j\alpha_1} + \frac{\alpha_1}{2 \sin \alpha_1} \right) e^{j\varphi}; \\ y_b &= -j x_b, \end{aligned} \quad (\text{III. I})$$

где $(2\alpha_1)$ - невозмущенный угол пролета в резонаторе развертки; d_1 - угол отклонения в резонаторе развертки; c - скорость света; φ - фаза влета пучка в пассивный резонатор; β - приведенная скорость; ω - круговая частота развертки.

Из (III. I) находим радиус R_b , на котором электрон вышел из резонатора развертки.

$$R_b = \sqrt{(R_e x_b)^2 + (R_e y_b)^2} = \frac{\beta_0 c \operatorname{tg} d_1}{\omega} \sqrt{(1 - \alpha_1 c \operatorname{tg} \alpha_1) + \alpha_1^2}. \quad (\text{III. 2})$$

При пролете зазора между активным и пассивным резонаторами (рис. 8) на электрон не действуют силы. Поэтому скорости на входе в пассивный резонатор \dot{x}_e, \dot{y}_e будут совпадать с \dot{x}_b, \dot{y}_b а координаты равны соответственно:

$$x_e = j R_e e^{j\varphi}; \quad y_e = -R_e e^{j\varphi}; \quad (\text{III. 3})$$

$$R_e = \frac{\beta_0 c \operatorname{tg} d_1}{\omega} \sqrt{(\theta_c + \alpha_1)^2 + (1 - \alpha_1 c \operatorname{tg} \alpha_1)^2}. \quad (\text{III. 4})$$

Здесь R_e - радиус входа электронов в пассивный резонатор;

l - расстояние между резонаторами. Если $(2\alpha_1) < 90^\circ$, то вводя величину $n = \frac{2l}{\beta}$ (β - высота резонатора развертки), R_e с достаточной точностью можно представить в виде:

$$R_e \approx \frac{\beta_0 c \operatorname{tg} d_1}{\omega} (\theta_c + \alpha_1) \left[1 + \frac{1}{2(n+1)} \left(\frac{\alpha_1}{3} \right)^2 \right]. \quad (\text{III. 5})$$

Очевидно, что при $n \gg 1, (2\alpha_1) \leq 90^\circ$ приближенно можно считать

$$R_e \approx \operatorname{tg} d_1 \left(l + \frac{\beta}{2} \right) = \frac{\beta_0 c \operatorname{tg} d_1}{\omega} \theta_c', \quad \theta_c' = \frac{\omega}{\beta_0 c} \left(l + \frac{\beta}{2} \right). \quad (\text{III. 6})$$

При этом погрешность не превышает 1%, а точность вычисления по формуле (III. 6), в основном, определяется погрешностью вычисления $\operatorname{tg} d_1$ (см. П. I).

Таким образом, для нахождения начальных координат и скоростей частицы на входе в пассивный резонатор с достаточной степенью точности можно полагать, что отклонение ее происходит от середины пролетного зазора, а поперечная скорость постоянна и равна поперечной скорости, взятой на выходе из резонатора развертки, т.е.

$$\dot{x}_e = j \beta_0 c \operatorname{tg} d_1 e^{j\varphi}, \quad \dot{y}_e = -j \dot{x}_e, \quad (\text{III. 7})$$

$$x_e = -j R_e e^{j\varphi}, \quad y_e = -j x_e$$

Далее, считая поле в пассивном резонаторе заданным $(B_x = -j B_n e^{j\omega t}, B_y = -B_n e^{j\omega t})$, находим траекторию частицы при допущениях, изложенных в приложении I, с учетом начальных данных (III. 7):

$$\begin{aligned} \dot{x}_e &= j \frac{F_n}{\omega} (e^{j\omega t} - 1) - j \beta_0 c e^{j\varphi} \operatorname{tg} d_1; \quad \dot{y}_e = -j \dot{x}_e; \\ x_e &= \frac{F_n}{\omega^2} (e^{j\omega t} - j\omega t - 1) - j \beta_0 c e^{j\varphi} \operatorname{tg} d_1 \omega t - j R_e e^{j\varphi}; \\ y_e &= -j x_e. \end{aligned} \quad (\text{III. 8})$$

Здесь $F_n = \frac{e B_n v_0 c}{\gamma_0 m_0}$ e - заряд частицы; B_n - магнитная индукция поля на оси пассивного резонатора; m_0 - масса покоя частицы. Средняя за период ВЧ колебаний мощность взаимодействия пучка и переменного электрического поля пассивного резонатора определяется по формулам (П.6), (П.7) и (П.8).

$$\bar{P}_{en} = P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) \left\{ \frac{\omega R_0}{\beta_0 c} \operatorname{tg} d_2 e^{-j(\alpha_2 - \varphi)} - j \operatorname{tg}^2 d_2 \times \right. \\ \left. \times \frac{(1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2)}{\sin \alpha_2} e^{-j\alpha_2} - j \operatorname{tg} d_1 \operatorname{tg} d_2 \left[(1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) e^{-j(\alpha_2 - \varphi)} + j \alpha_2 e^{-j\alpha_2} \right] \right\} \quad (\text{Ш.9})$$

В формуле (Ш.9) введено понятие угла отклонения в пассивном резонаторе d_2 , определяемого аналогично углу отклонения в резонаторе развертки, т.к. полагаем $d_2 \gg d_1$

$$\operatorname{tg} d_2 = \arctg \frac{1}{2 J_1(t_{11})} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}} \frac{U_{mn} \sin \alpha_2}{U_0} \quad (\text{Ш.10})$$

$J_1(t_{11})$ - значение функции Бесселя $J_1^{\text{го}}$ порядка в первом максимуме; $(2\alpha_2)$ - невозмущенный угол пролета в пассивном резонаторе; v_2 - высота пассивного резонатора; U_{mn} - амплитуда ВЧ напряжения в пучности электрического поля пассивного резонатора.

Т.к. в рассматриваемом случае внешний генератор ВЧ мощности отсутствует, баланс мощностей (П.15) будет:

$$P_{An} (1 - j \theta_n X) = \bar{P}_{en} \quad (\text{Ш.11})$$

где Q_n - ненагруженная добротность пассивного резонатора; P_{An} - мощность потерь в стенках резонатора; X - относительная расстройка.

Разделив (Ш.11) на мнимую и действительную части, получим:

$$\frac{P_A}{P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) \operatorname{tg}^2 d_2} + (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) = \left(\frac{\omega R_0}{\beta_0 c} + \alpha_2 \operatorname{tg} d_1 \right) \frac{\cos(\alpha_2 - \varphi)}{\operatorname{tg} d_2} - \frac{\operatorname{tg} d_1}{\operatorname{tg} d_2} (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) \sin(\alpha_2 - \varphi) \quad (\text{Ш.12})$$

$$\frac{P_A Q_n X}{P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) \operatorname{tg}^2 d_2} + (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) = \left(\frac{\omega R_0}{\beta_0 c} + \alpha_2 \operatorname{tg} d_1 \right) \frac{\sin(\varphi - \alpha_2)}{\operatorname{tg} d_2} - \frac{\operatorname{tg} d_1}{\operatorname{tg} d_2} (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) \cos(\alpha_2 - \varphi)$$

Рассмотрим наиболее интересный случай, когда пассивный резонатор "настраивается пучком" на резонансную частоту развертки, т.е.:

$$\frac{P_A}{P_0 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0}\right) \operatorname{tg}^2 d_2} + (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) \operatorname{ctg} \alpha_2 = 0 \quad (\text{Ш.13})$$

Из этой формулы после преобразований с использованием (Ш.6) и (Ш.12) получаются уравнения, определяющие коэффициент усиления K_n , начальную фазу влета φ и необходимую предварительную расстройку пассивного резонатора без пучка X :

$$K_n = \left(\frac{\operatorname{tg} d_2}{\operatorname{tg} d_1} \right)^2 = \left\{ \frac{[(\theta_0' + \alpha_2)^2 + (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2)^2] \cos(\alpha_2 - \varphi)}{(\theta_0' + \alpha_2) \left[(1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) + \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} J_1^2(t_{11}) \frac{R_0}{R_{шп}} \frac{2\alpha_2}{\sin^2 \alpha_2} \right]} \right\}^2 \quad (\text{Ш.14})$$

$$\varphi = \alpha_2 - \arctg \left[\frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} J_1^2(t_{11}) \frac{(2\alpha_2)^2}{\sin \alpha_2 (\theta_0' + \alpha_2)} \cdot \frac{R_0}{\rho} X \right];$$

$$X = - \frac{\rho}{R_0} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0}\right) \frac{(1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2)}{J_1^2(t_{11}) (2\alpha_2)^2} \sin(2\alpha_2) \quad (\text{Ш.15})$$

Здесь $R_0 = \frac{U_0}{I_0}$ U_0 - ускоряющее напряжение развертываемого пучка; I_0 - ток пучка; $R_{шп}$ - шунтовое сопротивление пассивного резонатора; Q_n, ρ - добротность и характеристическое сопротивление резонатора.

Очевидно, при достаточно большом токе пучка или высокой добротности пассивного резонатора ($R_0 \ll R_{шп}$) величина K_n перестает зависеть от тока пучка.

Для удобства дальнейшего анализа формулу (Ш.14) преобразуем к виду

$$K_n = \frac{(\theta_e' + \alpha_2)^2 + (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2)^2}{\left[(1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) + \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \gamma_1^2(t_n) \frac{2\alpha_2^2 R_0}{\sin^2 \alpha_2 R_{\text{шп}}} \right]^2}, \quad (\text{Ш.16})$$

K_n будет иметь максимум при тех же углах пролета, что и резонатор развертки, т.к. числитель (Ш.16) меняется монотонно при $(2\alpha_2) \leq \pi/2$ а знаменатель представляет собой сумму нормированных на величину $P_0 \left(\frac{1 + \gamma_0}{\gamma_0} \right) \operatorname{tg}^2 \alpha_2$ мощностей, затрачиваемых на потери в стенках резонатора и на изменение энергии электронов пучка (см. П.18) и будет минимальна при $(2\alpha_2) = (2\alpha_2)_{\text{опт}}$ если

$$(1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \gamma_1^2(t_n) \frac{R_0}{R_{\text{шп}}} \frac{2\alpha_2^2}{\sin^2 \alpha_2}, \quad (\text{Ш.17})$$

а формула (Ш.16) с учетом (Ш.5) и (Ш.6) может быть преобразована к виду:

$$K_n = \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} \right)^2 = \left(3 \frac{n+2}{2\alpha_2} \right)^2 \quad (\text{Ш.18})$$

Например, при $(2\alpha_2) \leq \pi/2$ и $n \gg 4$ $K_n \gg 120$

Важной характеристикой пассивного резонатора является его полная проводимость Y_n с учетом проводимости, вносимой пучком. В рассматриваемом случае настроенного резонатора с пучком реактивная составляющая полной проводимости равна нулю. Активная составляющая может быть найдена из первого уравнения (Ш.12). Правую часть этого уравнения можно считать мощностью некоего эквивалентного генератора P_n а левую — представить в виде:

$$P_n = \frac{U_{mn}^2}{2} \left[\frac{1}{R_{\text{шп}}} + \frac{1}{R_0} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0} \right) \frac{\sin^2 \alpha_2 (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2)}{2 \gamma_1^2(t_n) \alpha_2^2} \right] = \frac{U_n^2}{2} \operatorname{Re} Y_n \quad (\text{Ш.19})$$

т.е.

$$Y_n = \frac{1}{R_{\text{шп}}} + \frac{1}{R_0} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0} \right) \frac{\sin^2 \alpha_2}{2 \gamma_1^2(t_n) \alpha_2^2} (1 - \alpha_2 \operatorname{ctg} \alpha_2) \quad (\text{Ш.20})$$

Таким образом $\operatorname{Re} Y_n$ не зависит от угла отклонения и является только функцией угла пролета и параметров пучка.

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И. Авт.свид. № 340345 с приоритетом 24.VI.1969г., Бюлл. изобретений № 29, 1976, с.221.
2. Электронно-лучевые трубки и индикаторы. Под ред. Брейтборга А.Я., т.1, "Сов.радио" 1952.
3. Bloom, Z.R, Tostee, H.M *Review of Scientific Instruments*, July, 1954. p3.
4. Ривлин Л.А. Труды НИИ МРТП, 1956, с.221.
5. T. Wessel-Beez. *A new concept for generation of multi-power approaching hundred percent conversion efficiency*. Technical digest, 1977. International electron devices meeting Washington. D.C. 1977. p283
6. Карлинер М.М. и др. Устройство для получения круговой развертки пучка заряженных частиц. Авт. свид. № 471847 с приоритетом 27. VII.1971 г.
7. Гуревич А.Г. Полые резонаторы и волноводы. "Сов.радио" 1952, с.141.
8. Радиофизическая электроника. Под редакцией проф.Н.Д.Копцова. Из-во Московского университета 1980 г. , с.181.
9. Милованов О.С., Собенин Н.А. Техника сверхвысоких частот. Москва, Атомиздат, 1980, с.122+123.
10. Гайдук В.И., Павлов К.И., Петров О.М. Физические основы электроники СВЧ. М., "Сов.радио", 1971, с.286.
11. Карлинер М.М. и др. Гирокон. Авт.свид. № 503444 с приоритетом 17.12.1974.
12. Штейншлейгер В.Б. Явление взаимодействия в электромагнитных резонаторах. "Оборонгиз", 1955, с.36.
13. Ширман Я.Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы, М., "Связьиздат", 1959, с.189.
14. Альтман Дж. Устройства СВЧ. М., "Мир", 1968, с.383.
15. Макаров И.Г., Персов Б.З. О переходном сопротивлении разъемных контактов с индиевой прокладкой на высокой частоте. Препринт ИЯФ СО АН СССР, (79-15), Новосибирск, 1979.
16. Карлинер М.М. и др. Устройство для получения круговой развертки пучка заряженных частиц. Авт.свид. № 530598 с приоритетом 17.12.1974.

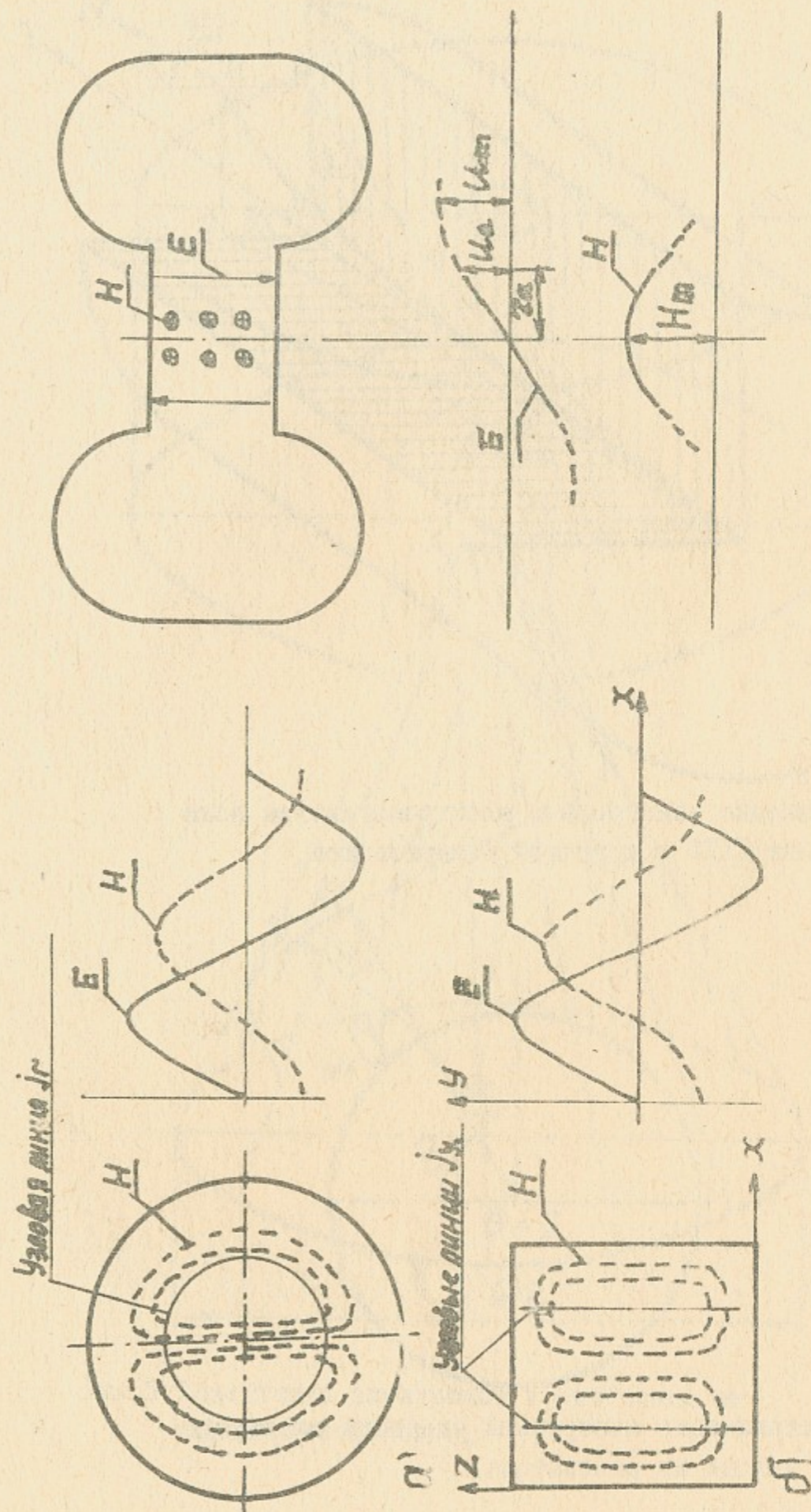


Рис.1 Структура полей в волноводном резонаторе
а) E110 в) H201

Рис. 2 Распределение полей E и H в центре резонатора.

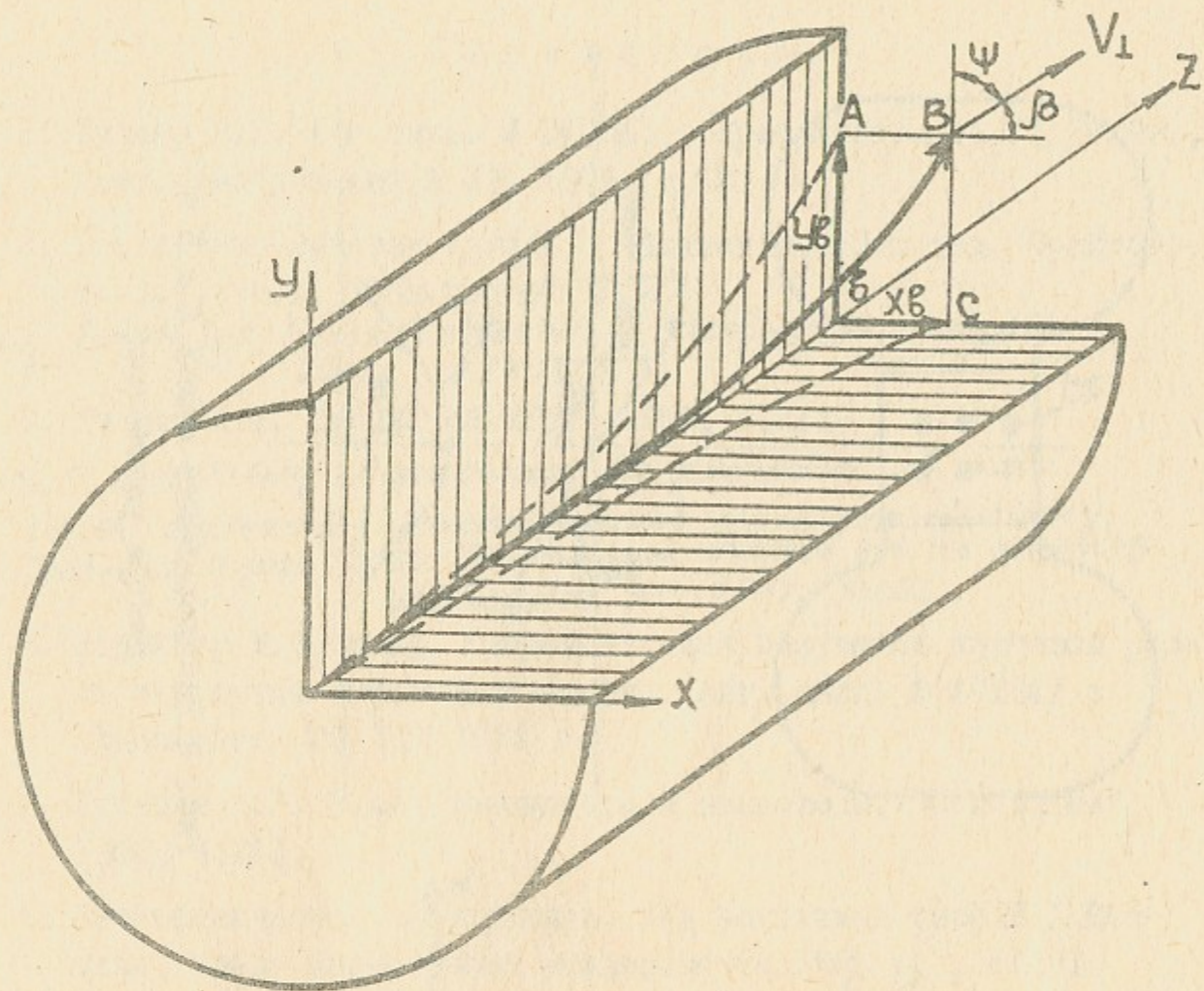


Рис.3 Движение электрона в электромагнитном поле волны Е110 с круговой поляризацией.

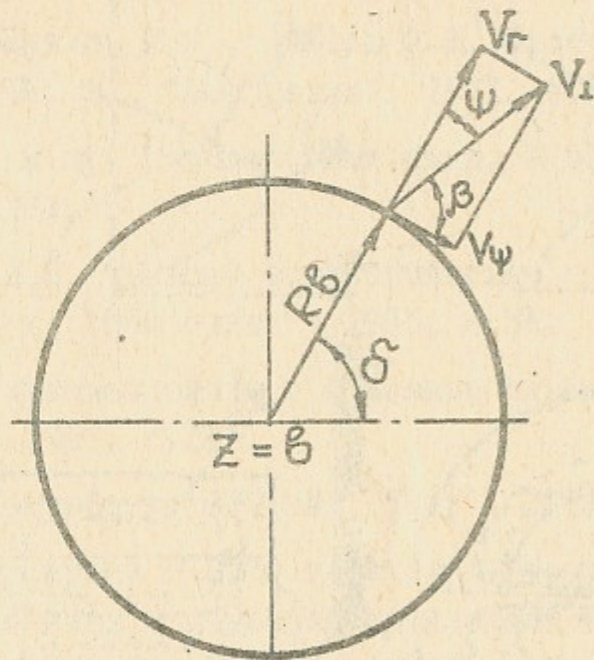


Рис.4 Составляющие поперечной скорости электрона на выходе из резонатора.

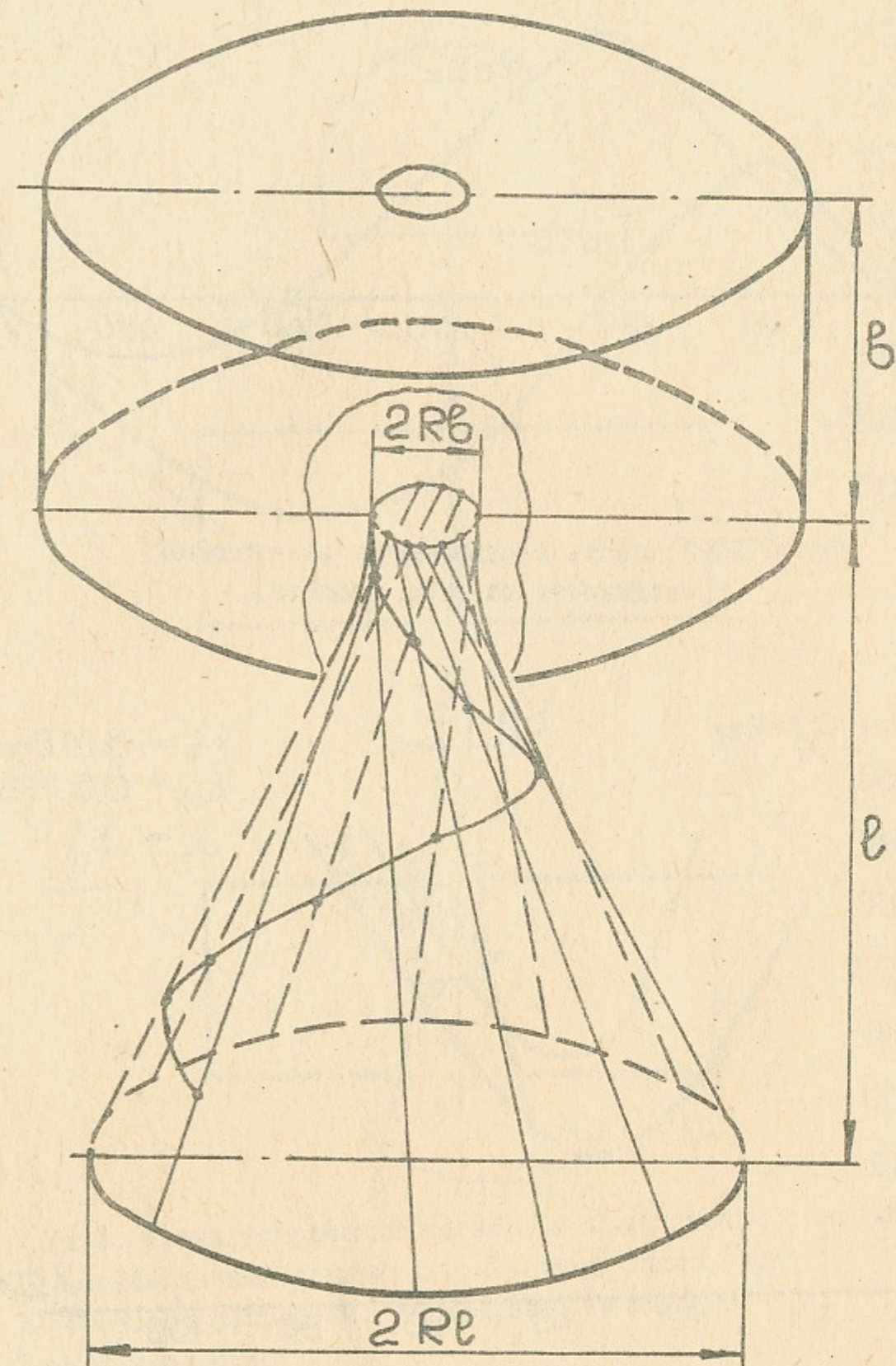


Рис.5 Траектории электронов в свободном от полей пространстве.

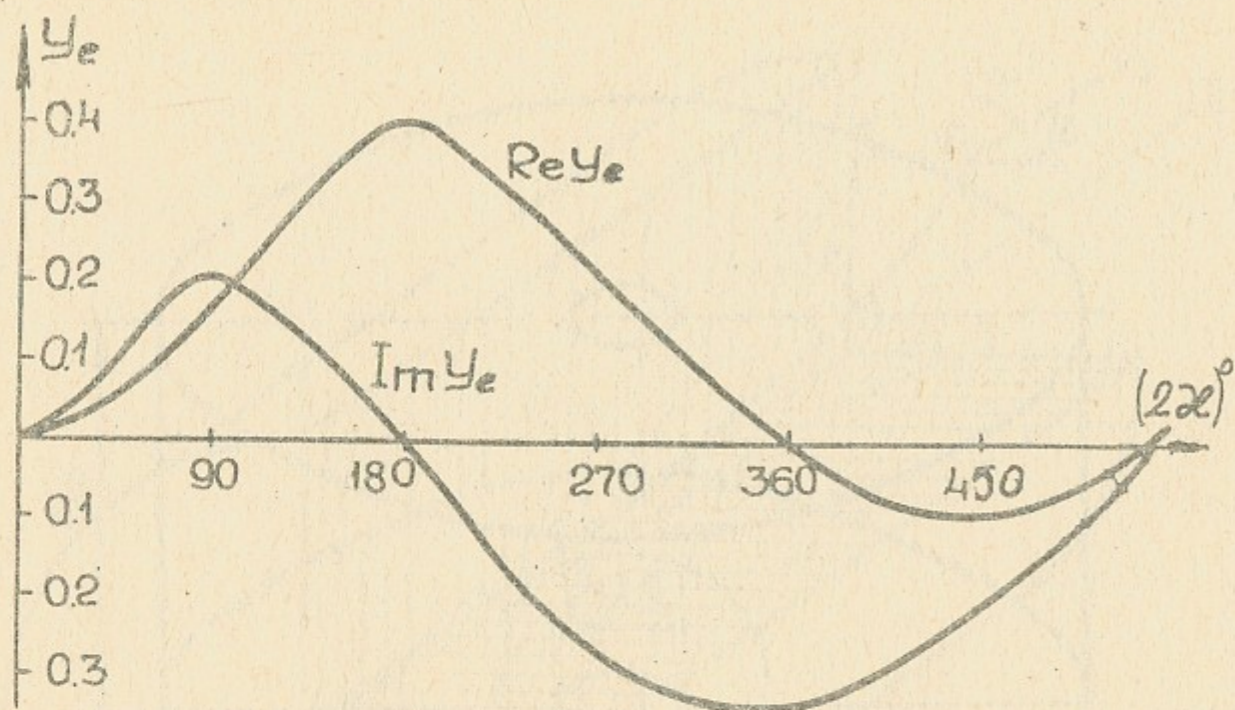


Рис.6 Зависимость составляющих электронной проводимости от угла пролёта.

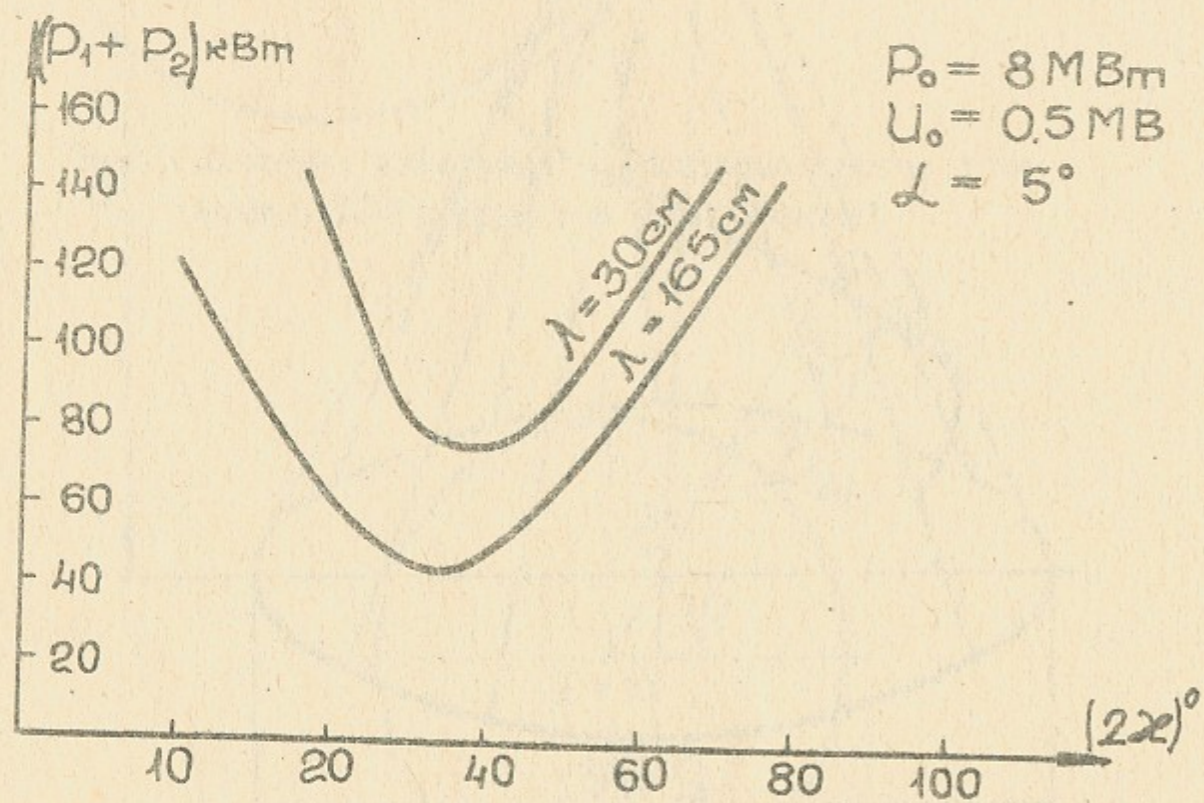


Рис.7 Зависимость потребляемой мощности от угла пролёта.

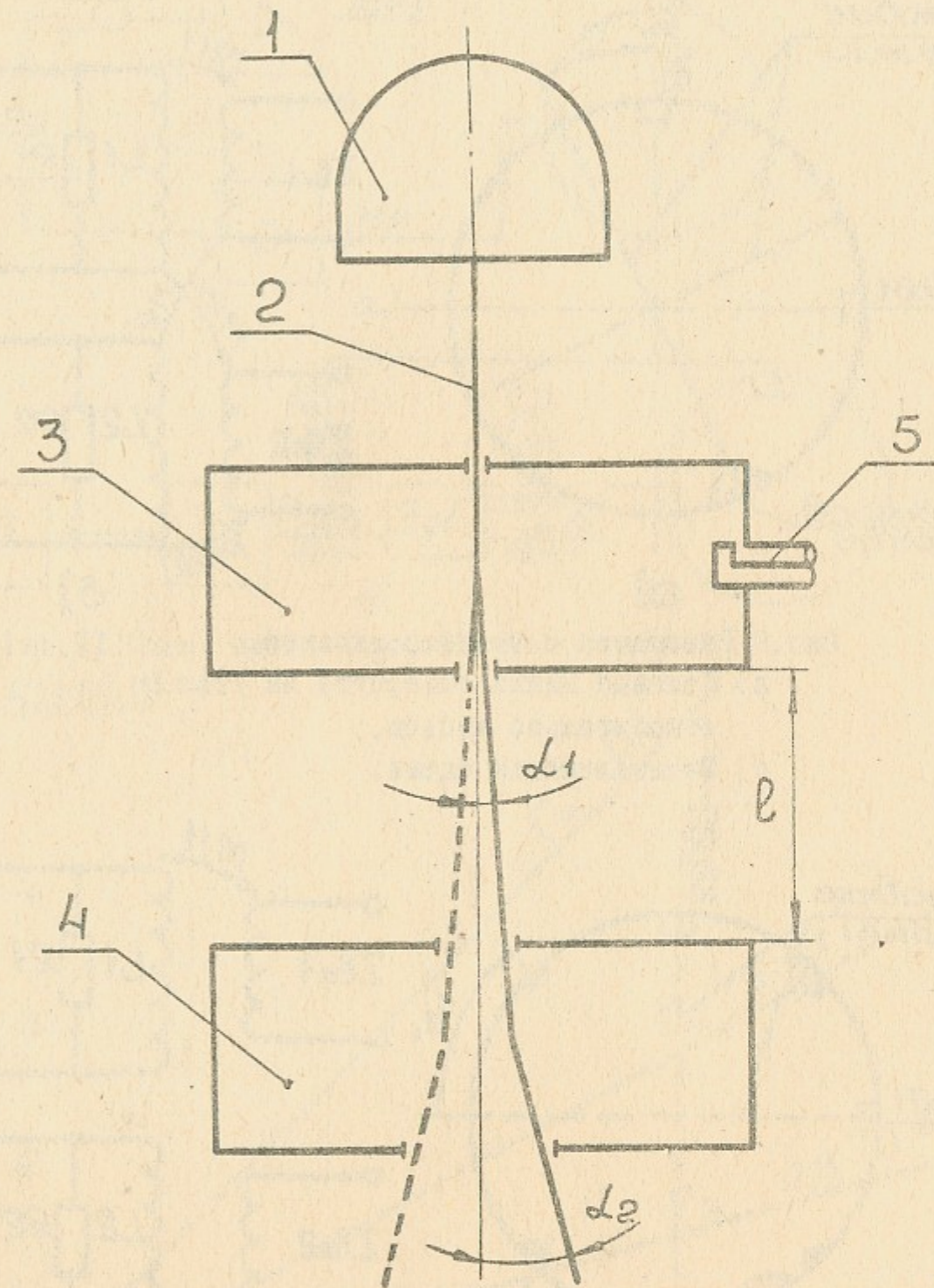


Рис.8. Схема устройства развёртки с пассивным резонатором. 1-высоковольтный ускоритель; 2-пучек электронов; 3-резонатор развертки; 4-пассивный резонатор; 5-ввод мощности.

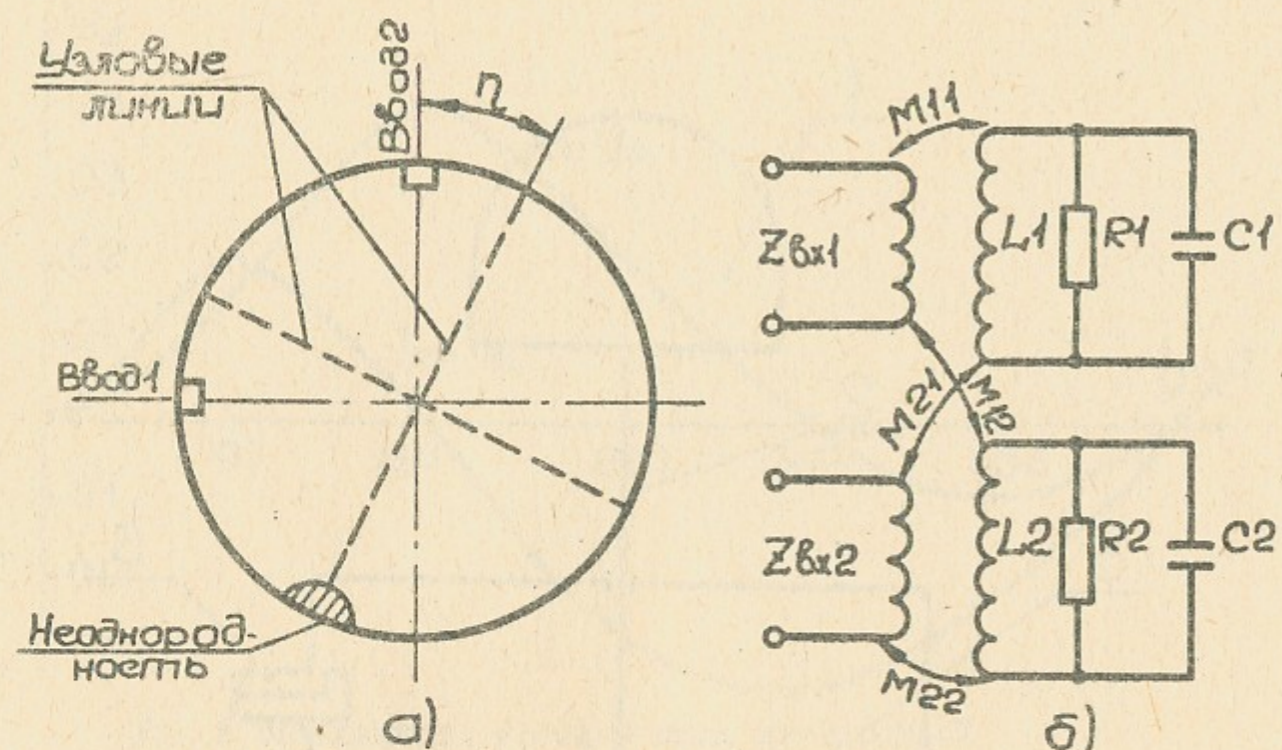


Рис.9 Резонатор с неоднородностью.
 а) Узловые линии повернуты на угол η относительно вводов.
 б) Эквивалентная схема.

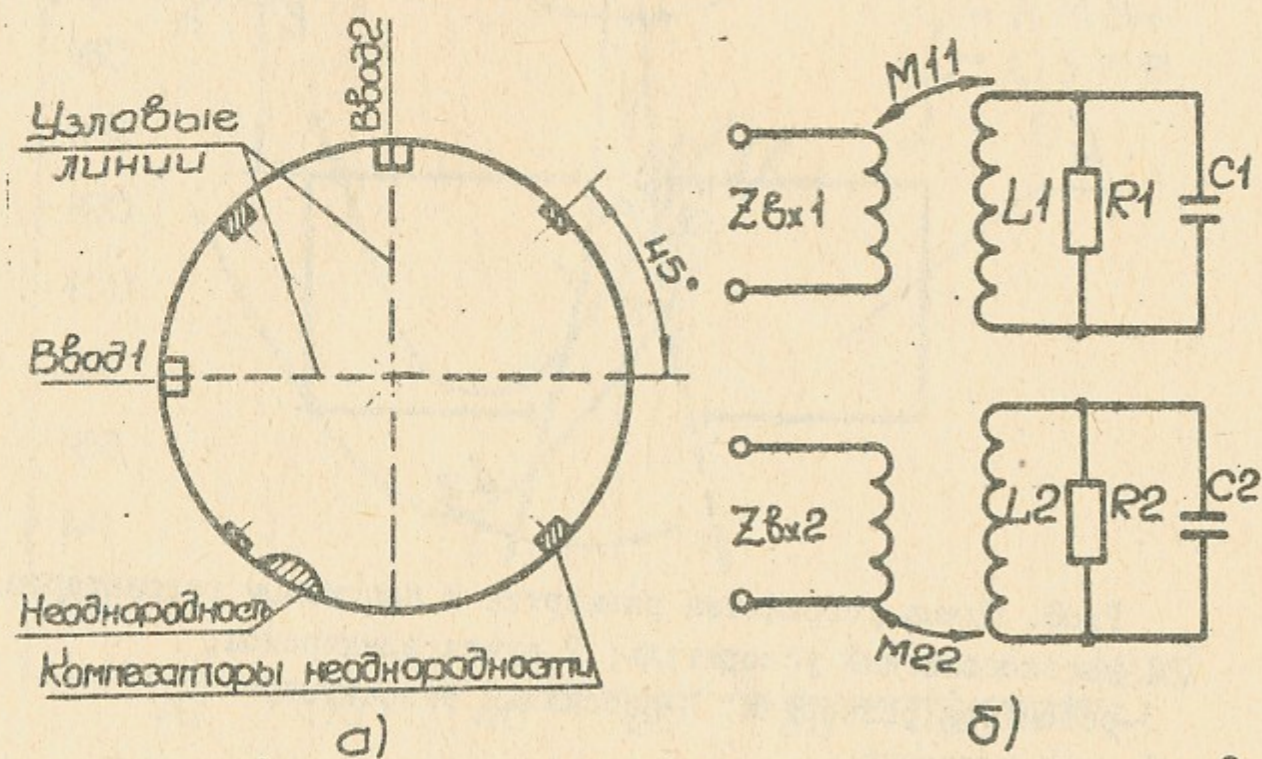


Рис.10 Неоднородность в резонаторе скомпенсирована.
 а) Узловые линии расположены по вводам.
 б) Эквивалентная схема.

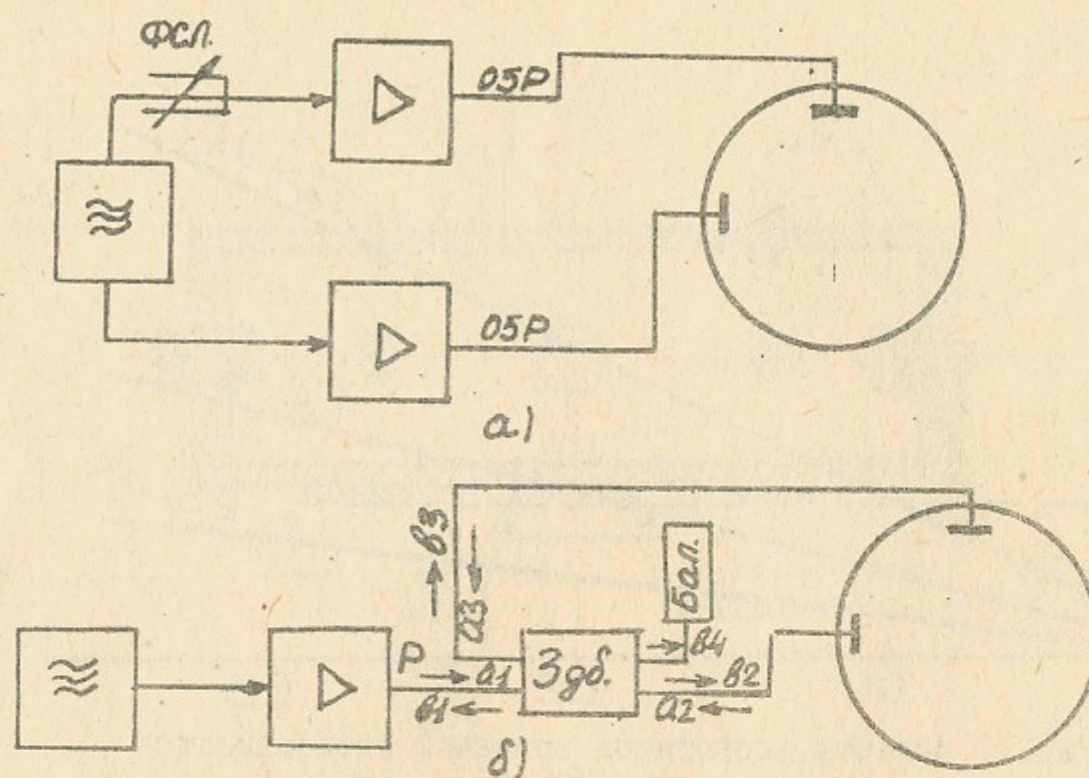


Рис.11 Схемы питания резонатора развёртки.

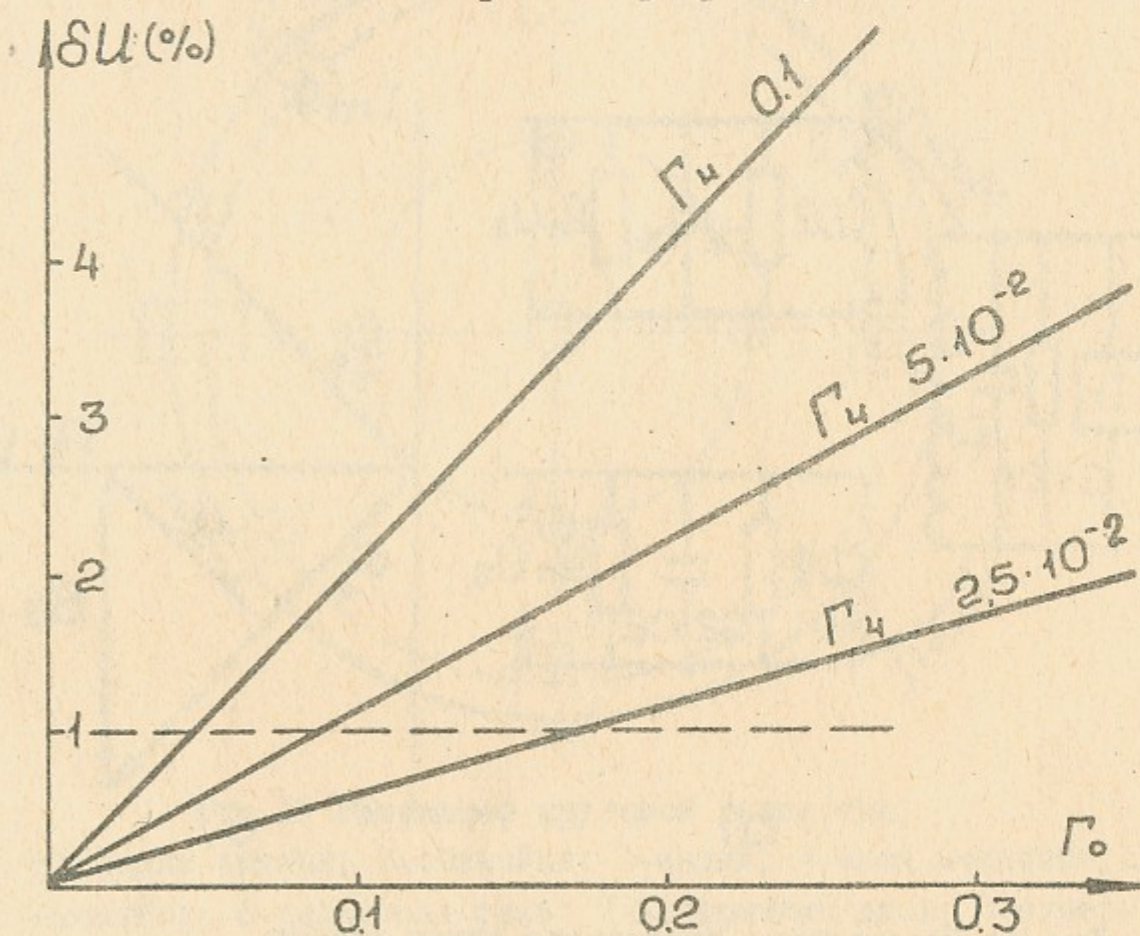


Рис.12 Область допустимых значений коэффициентов отражений в каналах ЭДБ ответвителя.

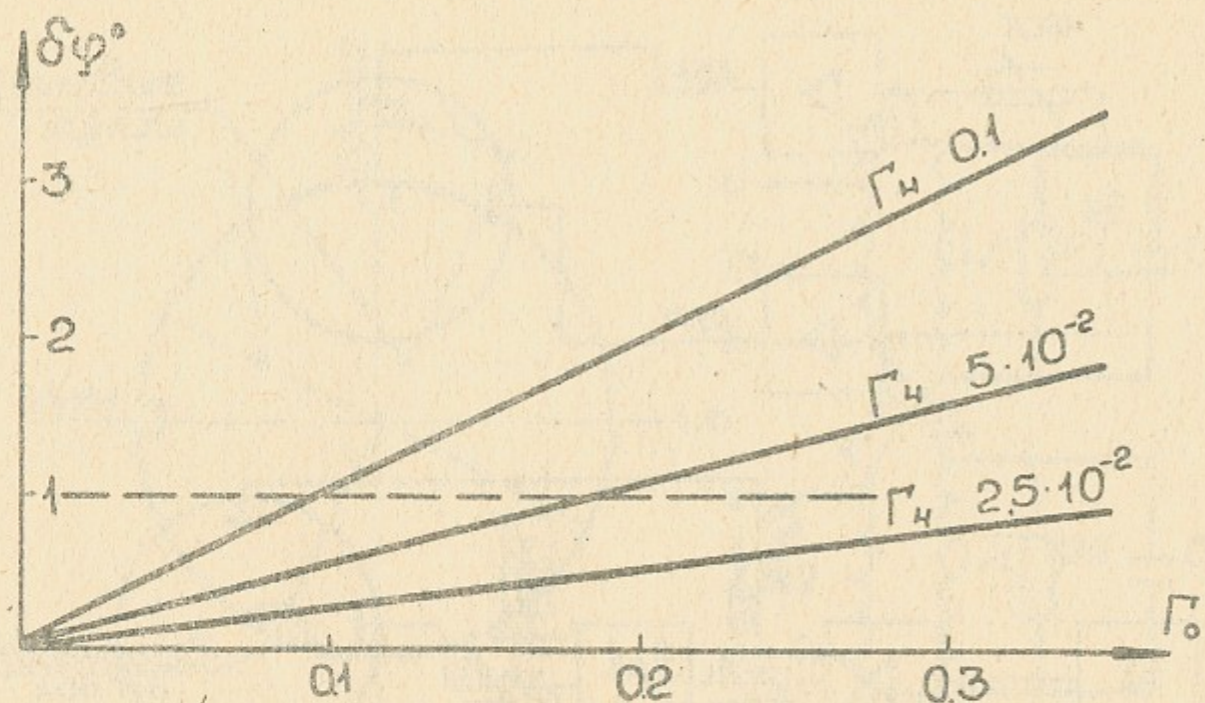


Рис.13 Область допустимых значений коэффициентов отражений в каналах кольцевого моста.

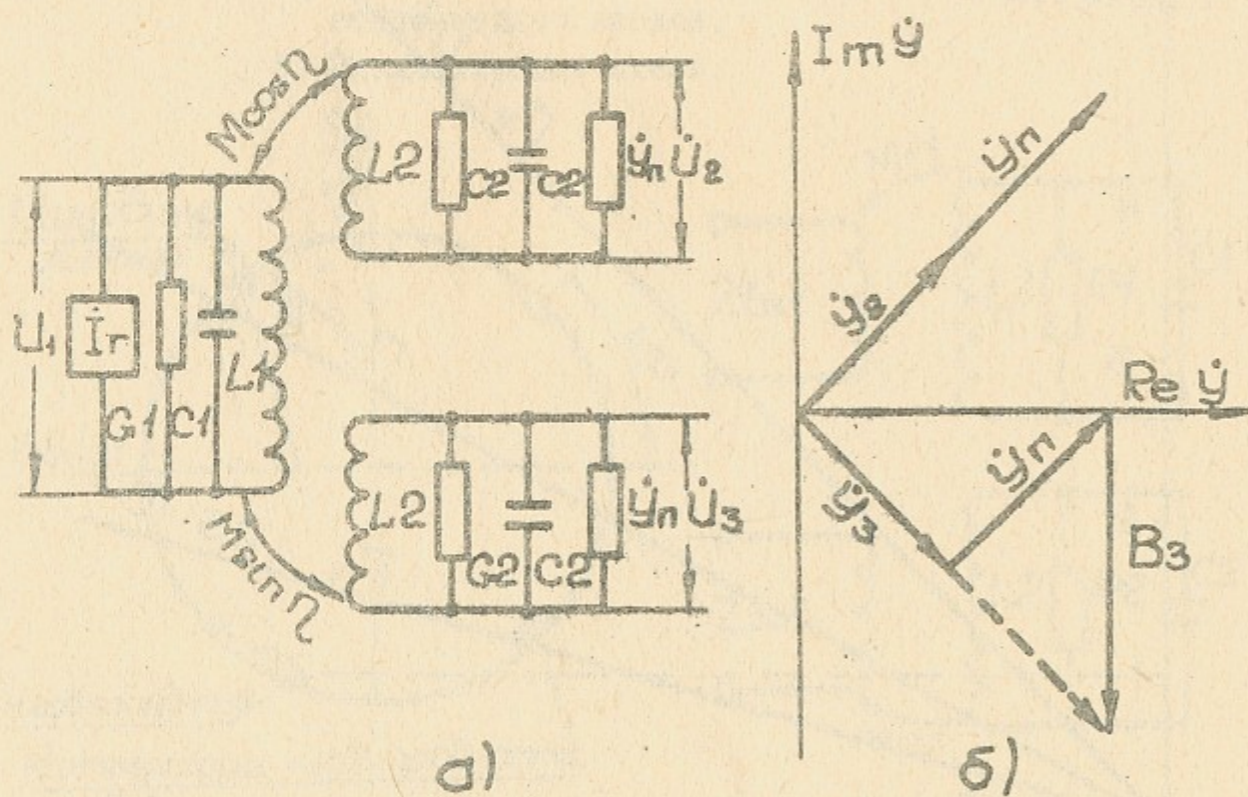


Рис.14 Возбуждение резонатора одним вводом.
 а) Эквивалентная схема.
 б) Векторная диаграмма.

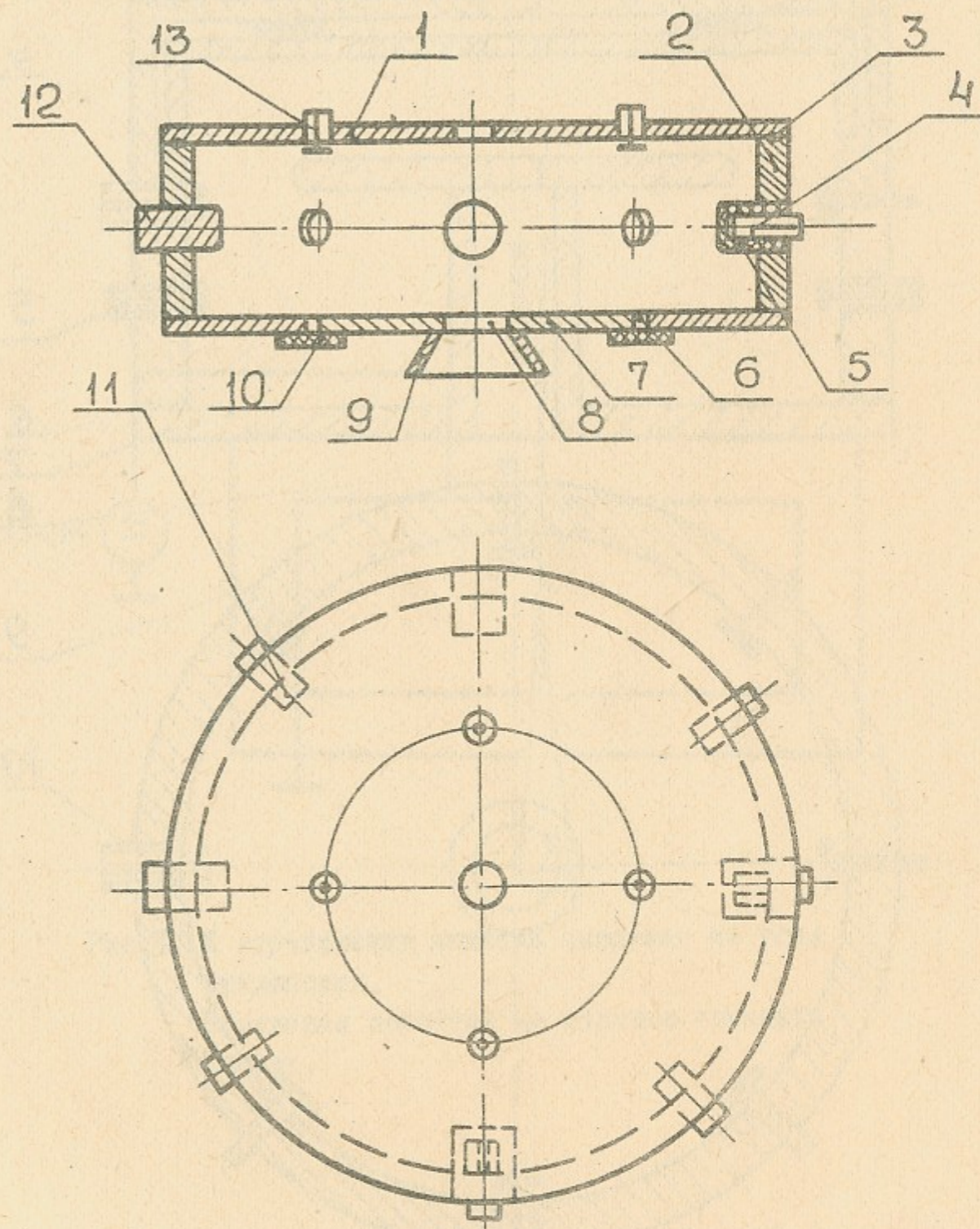


Рис.15 Резонатор круговой развертки.
 1-торцевые стенки; 2-обечайка; 3-индий; 4-ввод мощности;
 5-изолятор; 6-кольцевая щель; 7-внутренний диск; 8-отвер-
 стие; 9-запредельный волновод; 10-изолятор; 11-компенсатор
 неоднородности; 12-стержень настройки.

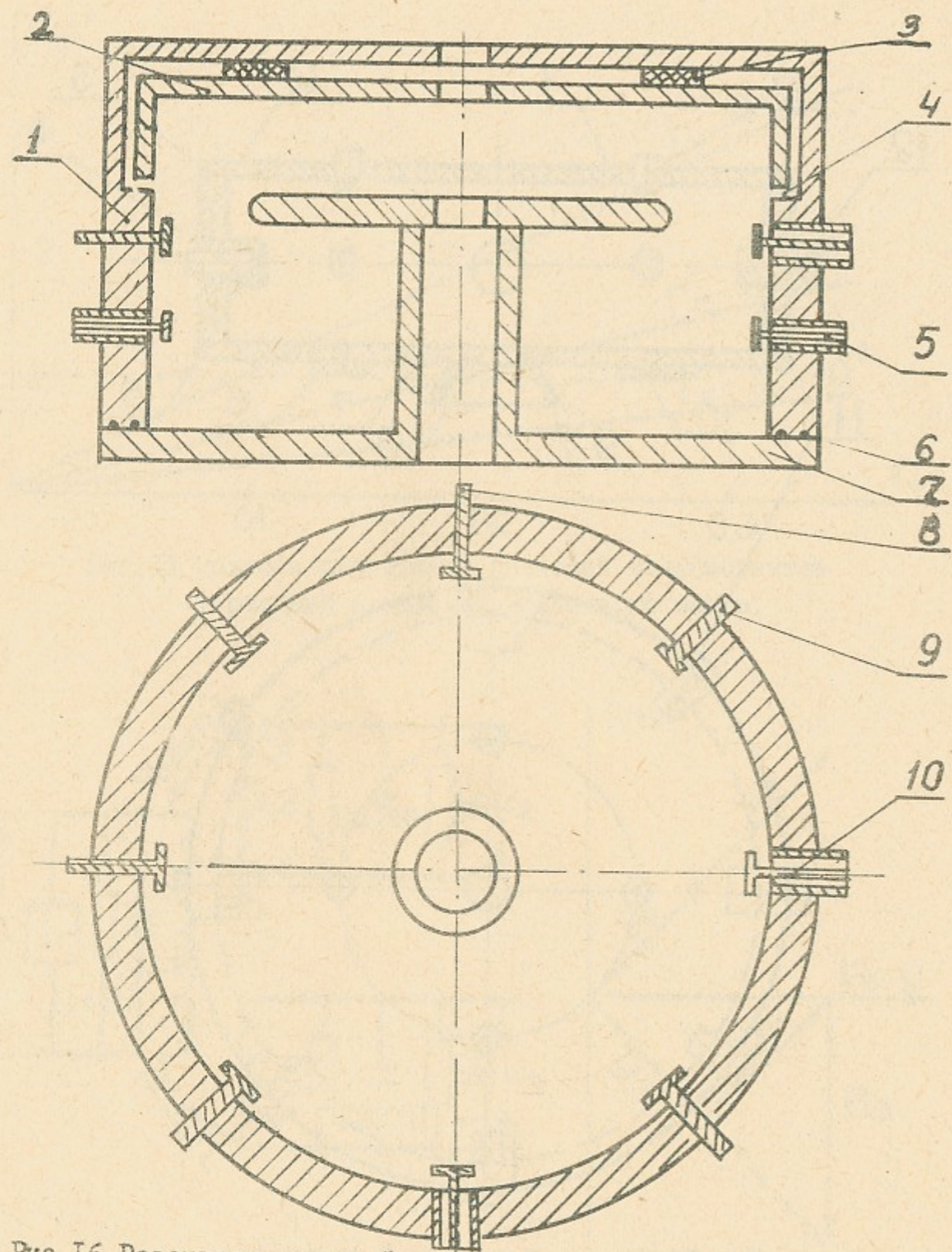


Рис 16 Резонатор круговой развёртки .
 1-обечайка; 2-верхняя крышка; 3-изолятор; 4-кольцевая щель;
 5-зонд; 6-индиевая прокладка; 7-нижняя крышка с цилиндром и
 диском; 8-стержень перестройки; 9-компенсатор неоднородности;
 10-ввод мощности.

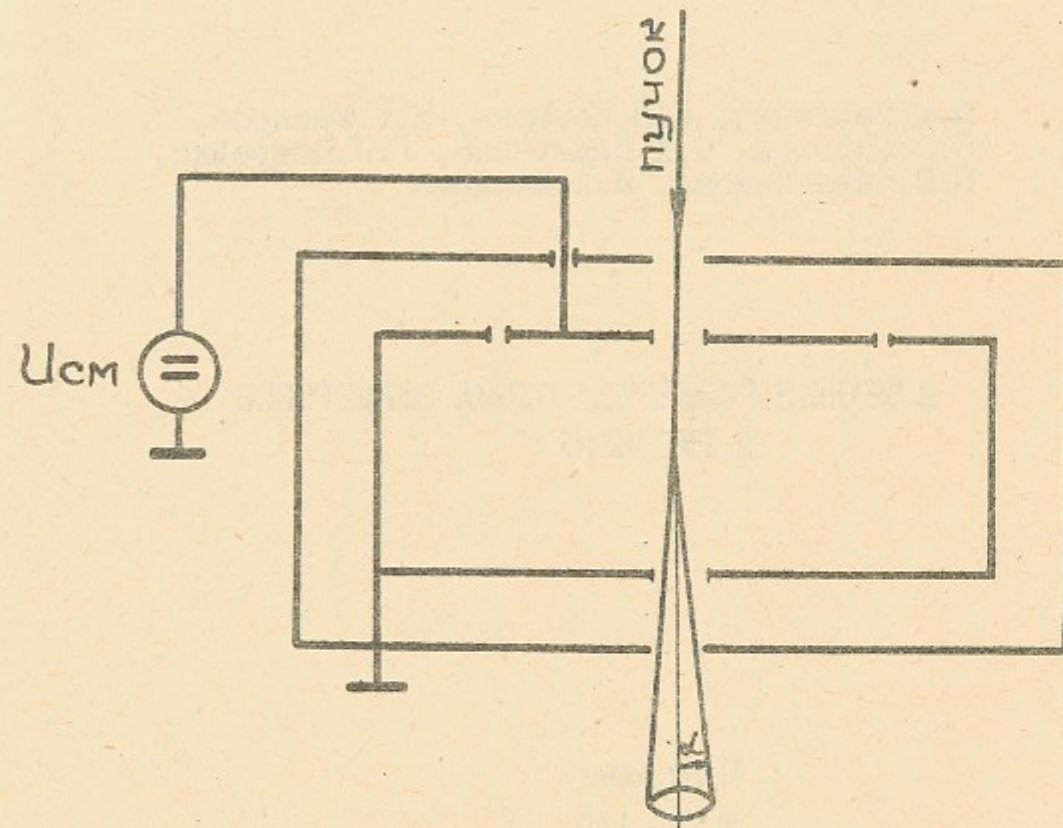


Рис.17 К определению влияния смещения на угол отклонения.
 Потенциал подаётся на верхнюю торцевую стенку.

М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров,
С.Н.Морозов, О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко,
С.В.Сердобинцев, И.А.Шетхман

КРУГОВАЯ РАЗВЕРТКА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ
В ГИРОКОНЕ

Препринт
№ 82-147

Работа поступила - 4 ноября 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 3.XII-1982 г. МН 03641
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл. 3,0 печ.л., 2,6 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №147.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90