

УДК 621.385.624

ПОВЫШЕНИЕ КПД В ГИРОКЛИСТРОНАХ С НЕОДНОРОДНЫМ СТАТИЧЕСКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

E. B. Засыпкин, M. A. Mouseев

Приведены основные соотношения, необходимые для расчета КПД гироклистрона в моноскоростном приближении и при наличии разброса скоростей электронов. Исследовано влияние продольной структуры магнитостатического поля на КПД двухрезонаторного гироклистрона. Представлены характеристики физического макета гироклистрона 3-см диапазона для волн при различных продольных распределениях магнитного поля в пространстве взаимодействия. Расчетные и экспериментальные данные находятся в хорошем соответствии.

1. ВВЕДЕНИЕ

В гироклистронах [1] используются высокочастотные электронные пучки, имеющие, как правило, значительный скоростной разброс [2]. Разброс скоростей приводит к ухудшению группировки электронного потока и, как следствие, к снижению эффективности взаимодействия пучка с высокочастотными полями резонаторов. Согласно [3], уменьшение влияния разброса скоростей на группировку пучка возможно при условии равенства нулю угла пролета электронов на участке дрейфа, т.е. равенства рабочей ω и циклотронной ω_c частот. Вместе с тем, для обеспечения эффективного отбора энергии от предварительно сгруппированного электронного потока необходимо существенно положительное значение расстройки $(\omega - \omega_c)$ в выходном резонаторе. Одновременное выполнение обоих условий возможно, если продольная структура статического магнитного поля в пространстве взаимодействия является кусочно-однородной. В настоящей работе исследуются возможности повышения КПД двухрезонаторного гироклистрона путем подбора продольного распределения магнитостатического поля в пространстве дрейфа.

2. КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ДВУХРЕЗОНАТОРНОГО ГИРОКЛИСТРОНА В МОНОСКОРОСТНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Рассмотрим гироусилитель, электродинамическая система которого состоит из двух открытых резонаторов, разделенных запредельной для

рабочего типа колебаний трубкой дрейфа. Предположим, что слаборелятивистский моноскоростной электронный поток взаимодействует на гирочастоте электронов с одной из высокодобротных ТЕ-мод резонаторов, влияние высокочастотного поля пространственного заряда пренебрежимо мало. При этих условиях анализ работы гироклистрона сводится к интегрированию укороченных уравнений движения электронов [4]

$$\frac{dp}{d\zeta} + ip(\Delta + p^2 - 1) = ifF \exp(i\varphi), \quad (1)$$

в области резонаторов и участка дрейфа. Здесь $p = \sqrt{w} \exp(-i\vartheta)$, w и ϑ — соответственно безразмерные энергия и фаза вращательного движения электронов, $\zeta = \pi\beta_{\perp}^2 z / \beta_{\parallel} \lambda$ — безразмерная продольная координата, β_{\perp} и β_{\parallel} — отношения вращательной v_{\perp} и поступательной v_{\parallel} составляющих скорости электрона к скорости света c , λ — рабочая длина волны, $f(\zeta)$ — функция, описывающая продольное распределение высокочастотного поля в резонаторах,

$$\Delta = 2(\omega - \omega_c)/\beta_{\perp}^2 \omega,$$

ω и ω_c — соответственно рабочая частота и релятивистская гирочастота электронов.

В классической модели двухрезонаторного гироклистрона с длинным по сравнению с длинами резонаторов участком дрейфа эффективная фазовая группировка электронов достигается при малой амплитуде ВЧ поля в первом резонаторе, что допускает линеаризацию уравнений движения в области входного резонатора относительно амплитуды поля F . Электронный поток во входном сечении первого резонатора ($\zeta = \zeta_1$) немодулирован, что эквивалентно условию

$$p(\zeta_1) = \exp(i\vartheta_0), \quad 0 \leq \vartheta_0 \leq 2\pi, \quad (2)$$

где ϑ_0 — фаза влета электронов в резонатор. При малой амплитуде поля в первом резонаторе начальные условия уравнения движения электронов (1) на входе во второй резонатор ($\zeta = \zeta_2$) являются периодическими функциями фазы влета ϑ_0 :

$$p(\zeta_2) = \exp[i(\vartheta_0 - X \sin \vartheta_0 - \theta_{dr} - \varphi_2)], \quad (3)$$

$$X = (\mu_1 + 2\mu_{dr} + \mu_2)(G_1 \frac{P_{in}}{P_{0\perp}})^{1/2}, \quad (4)$$

$$G_1 = \frac{4I_1(\int_0^{\mu_1} f_1 \exp(i\Delta\zeta))^2}{[\gamma_1 - i - 2iI_1(1 + \frac{\partial}{\partial \Delta_1} \int_0^{\mu_1} f_1 \exp(-i\Delta\zeta) \int_0^{\zeta} f_1 \exp(i\Delta\zeta) d\zeta' d\zeta)]^2}, \quad (5)$$

В соотношениях (3)÷(5) X — параметр группировки электронов, $\mu_{s,dr} = \pi\beta_{\perp}^2 L_{s,dr} / \beta_{\parallel} \lambda$ — параметр неизохронности, пропорциональный длине

резонатора L_s и участка дрейфа L_{dr} , $s = 1, 2$ — номер резонатора, $\theta_{dr} = \Delta_{dr}\mu_{dr}$ — угол пролета электронов через участок дрейфа, φ_2 — фаза ВЧ поля во втором резонаторе, P_{in} — мощность входного сигнала, $P_{0\perp}$ — часть мощности пучка, связанная с вращательным движением электронов, G_1 — параметр усиления первого резонатора,

$$\gamma = 2Q_s \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s}$$

Q_s и ω_s — добротность и собственная частота рабочего типа колебаний, I_s — параметр, пропорциональный току пучка. В выражении (4) учтено, что продольное распределение ВЧ поля в резонаторах является симметричным относительно их середин.

Учитывая, что продольное распределение переменного поля в относительно коротких резонаторах гироклистрона может быть аппроксимировано с достаточной точностью синусоидальной функцией $f_s(\zeta) = \sin(\pi\zeta_s/\mu_s)$, выражение для параметра I_s можно представить в виде

$$I_s = \frac{1.5\pi Q_s I_0 \lambda (1 + g^2)}{L_s V_0^2 g^4} \frac{J_{m-1}^2(kR_0)}{[(kR_p)^2 - m^2] J_m^2(kR_p)}, \quad (6)$$

где $g = \beta_\perp/\beta_\parallel$ — питч-фактор пучка, I_0 и V_0 — ток пучка в амперах и ускоряющее напряжение в киловольтах, J_m — функция Бесселя m -го порядка, $k = 2\pi/\lambda$, m — азимутальный индекс рабочего типа колебаний, R_p — радиус резонатора, R_0 — радиальная координата центра вращения электронов.

Характеристикой эффективности гироклистрона является его КПД — η , равный отношению выходной мощности P к мощности электронного пучка $I_0 V_0$. С учетом потерь высокочастотной мощности в стенке выходного резонатора выражение для КПД можно записать в виде

$$\eta = \left(1 - \frac{Q_2}{Q_{2om}}\right) \frac{g^2}{1 + g^2} \eta_\perp, \quad (7)$$

где $Q_{2om} \approx 6.5 \cdot 10^2 \nu^{-1} \lambda^{1/2} (\nu^2 - m^2)$ — омическая добротность второго резонатора, ν — корень уравнения $J'_m = 0$. Поперечный электронный КПД — η_\perp , входящий в соотношение (7), определяется как [4]:

$$\eta_\perp = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} w(\mu_2, \vartheta_0) d\vartheta_0 \quad (8)$$

и находится путем численного интегрирования уравнений движения (1) в области выходного резонатора с начальными условиями (3).

В общем случае поперечный КПД гироклистрона с моноскоростным пучком является функцией безразмерных параметров $\theta_2 = \Delta_2 \mu_2$, γ_2 , φ_2 , μ_2 и I_2 . Обычно в условиях эксперимента производится оптимизация γ_2 и

X путем подбора частоты и мощности входного сигнала. В этом случае η_{\perp} является функцией только θ_2 , μ_2 и I_2 .

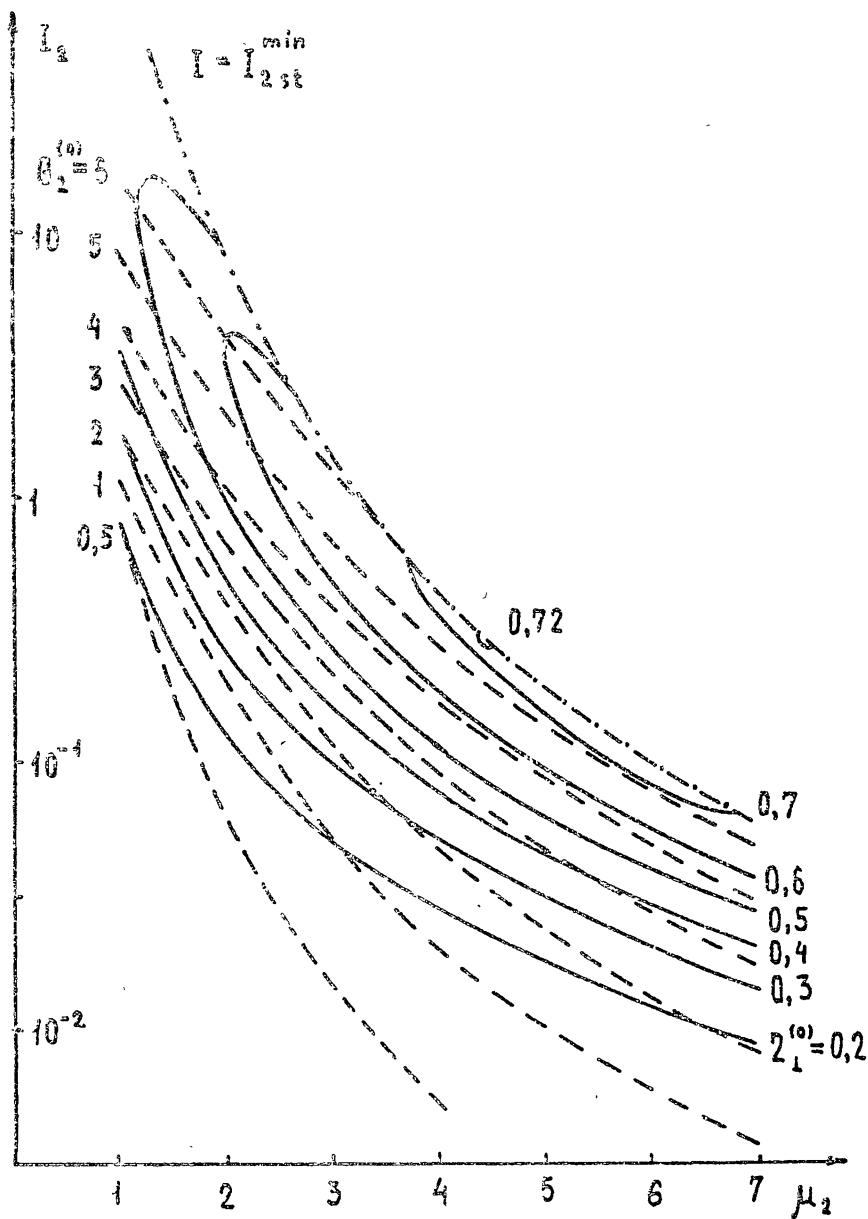


Рис. 1. Зависимости поперечного КПД гирохелистрона (сплошная кривая), оптимизированного по θ_3 , γ_2 , X , и оптимального угла пролета электронов в выходном резонаторе $\theta_2^{(0)}$ (пунктириная кривая) от параметров I_2 и μ_2 .

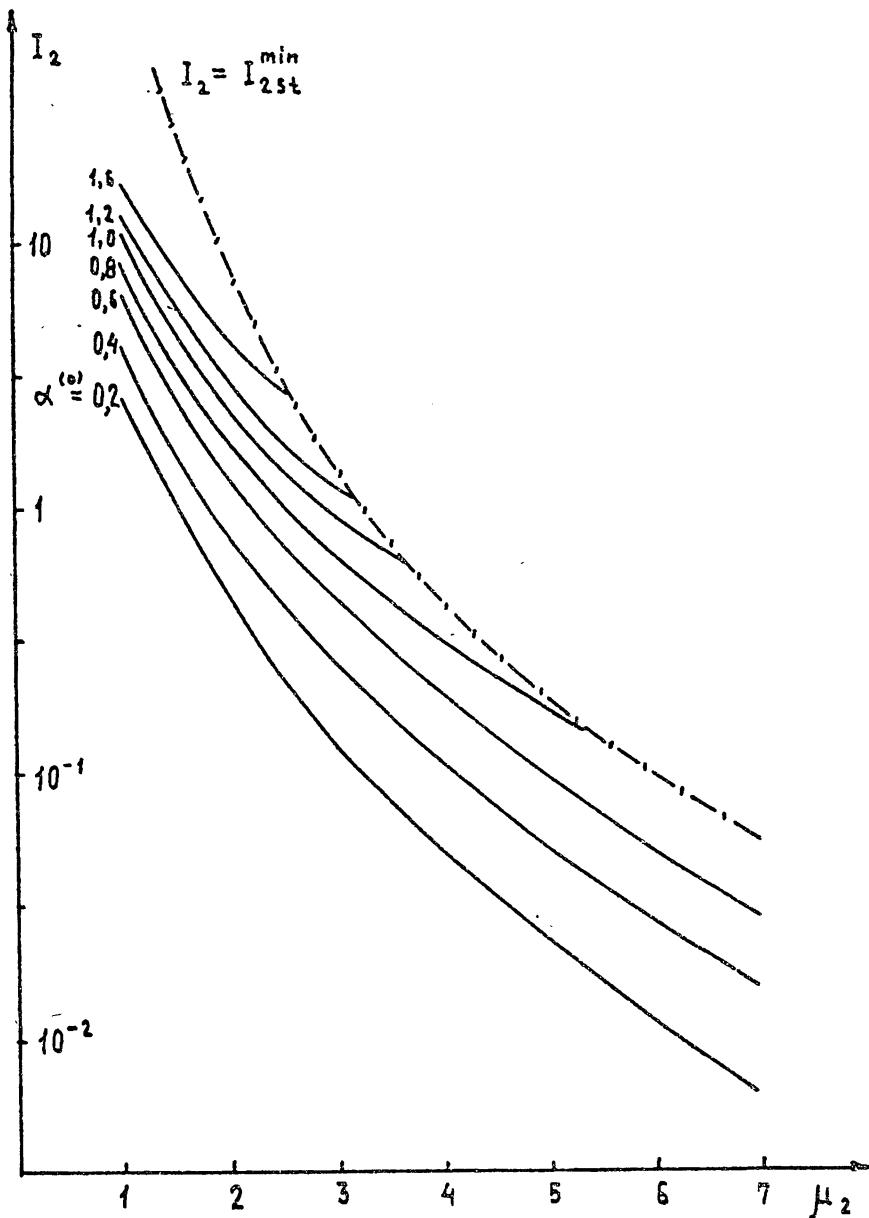


Рис. 2. Линии равных значений параметра $\alpha^{(0)}$ на плоскости параметров I_2 и μ_2 .

Зависимость поперечного КПД от угла пролета электронов в выходном резонаторе θ_2 может быть представлена в виде

$$\eta_{\perp} = \eta_{\perp}^{(0)} \exp \left[-\alpha^{(0)} \left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{3/2} \right]. \quad (9)$$

Здесь $\eta_{\perp}^{(0)}$ и $\theta_2^{(0)}$ — максимальный поперечный КПД и оптимальное значение θ_2 гироклистрона с моноскоростным пучком. Наибольшая относительная ошибка аппроксимации функцией (9) точной зависимости η_{\perp} от θ_2 , найденной путем численных расчетов при оптимальных γ_2 , $X = 1.84$ и значениях θ_2, μ_2, I_2 , лежащих в пределах $0 \leq \theta_2 \leq \theta_2^{(0)}$, $2 \leq \mu_2 \leq 7$, $0 \leq I_2 \leq I_{2st}^{\min}$ (I_{2st}^{\min} — минимизированное по θ_2 стартовое значение I_{2st}), не превышает $10 \div 15\%$. Параметры $\eta_{\perp}^{(0)}, \theta_2^{(0)}$ и $\alpha^{(0)}$ в соотношении (9) являются функциями только μ_2 и I_2 и определяются на основании результатов численного интегрирования укороченных уравнений движения электронов. Расчетные зависимости $\eta_{\perp}^{(0)}, \theta_2^{(0)}, \alpha^{(0)}$ от μ_2 и I_2 представлены на рис.1, 2.

3. ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ И АКСИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТАТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КПД ДВУХРЕЗОНАТОРНОГО ГИРОКЛИСТРОНА

Будем предполагать, что омические потери в стенке выходного резонатора пренебрежимо малы — $Q_2/Q_{2om} \ll 1$. В этом приближении выражение для электронного КПД, определяющего относительную долю энергии, отдаваемую высокочастотному полю выходного резонатора электронным пучком, имеющим разброс осцилляторных и поступательных скоростей, можно представить в следующем виде [5]

$$\eta_{el} = \frac{g_0^2}{1 + g_0^2} \eta_{\perp} R_2 R_{dr}^{\rho}, \quad (10)$$

где

$$R_{dr} = \left| \int \exp(i\theta_{dr}) f_e(v_{\perp}) dv_{\perp} \right|. \quad (11)$$

Согласно [2], функцию распределения электронов по поперечным скоростям v_{\perp} удобно аппроксимировать гауссовой функцией

$$f_e = k_{\perp} \exp \left[-4 \left(\frac{v_{\perp} - v_{\perp 0}}{v_{\perp 0} \delta v_{\perp}} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

Тогда выражение для коэффициента R_{dr} , описывающего снижение КПД из-за разброса углов пролета электронов в пространстве дрейфа, записывается в виде

$$R_{dr} = \exp \left[- \left(\frac{1}{4} \theta_{dr 0} g_0^2 \delta v_{\perp} \right)^2 \right] \quad (13)$$

Здесь g_0 — отношение осцилляторной скорости электронов $v_{\perp 0}$ к поступательной $v_{||0}$ в максимуме функции f_e , η_{\perp} — поперечный КПД гироклистрона с моноскоростным пучком, имеющим $g = g_0$, k_{\perp} — нормирующий

множитель, δv_{\perp} — величина разброса осцилляторных скоростей электронов, определенная на уровне e^{-1} от максимума функции (12), θ_{dr0} — значение угла пролета θ_{dr} при $v_{\perp} = v_{\perp0}$ и $v_{\parallel} = v_{\parallel0}$. Индекс ρ в (10) при токах пучка значительно меньших стартового тока второго резонатора равен 2, а на границе самовозбуждения колебаний в выходном резонаторе $\rho = 2/3$.

Коэффициент R_2 в (10) описывает уменьшение электронного КПД из-за влияния скоростного разброса на процесс энергообмена пучка с высокочастотным полем выходного резонатора. Принимая во внимание результаты численных расчетов [5], нетрудно показать, что зависимость R_2 от g_0 и разброса осцилляторных скоростей электронов δv_{\perp} может быть аппроксимирована с точностью $\pm 15 \div 20\%$ функцией

$$R_2 \approx 1 - 0.2g_0^2\delta v_{\perp}, \quad (14)$$

если безразмерные параметры θ_2, γ_2 и X оптимальны, а остальные параметры изменяются в следующих пределах: $0 \leq I_2/I_{2st}^{min} \leq 1$, $4 \leq \mu_2 \leq 8$, $0 \leq g_0^2\delta v_{\perp} \leq 1$.

В случае слабонеоднородного статического магнитного поля в пространстве взаимодействия угол пролета электронов на участке дрейфа θ_{dr0} может быть представлен как

$$\theta_{dr0} = \theta_{un0} - \theta_{add0}, \quad (15)$$

$$\theta_{un0} = \frac{2\pi}{\beta_{\parallel0}} \left(\frac{\omega - \omega_c}{\omega} \right) \frac{L_{dr}}{\lambda} = \frac{L_{dr}}{L_2} \cdot \theta_{20}, \quad (16)$$

$$\theta_{add0} \simeq \frac{2\pi}{\beta_{\parallel0}\lambda} \int_0^{L_{dr}} \frac{H(z) - H_{un}}{H_{un}} dz, \quad (17)$$

где θ_{un0} — угол пролета электронов в однородном по всей длине электродинамической системы магнитном поле, θ_{add0} — дополнительный угол пролета, обусловленный неоднородностью магнитостатического поля на участке дрейфа, $\beta_{\parallel0} = v_{\parallel0}/c$, L_{dr} — эффективная длина участка дрейфа, равная расстоянию между центрами резонаторов, $\theta_{20} = \frac{2\pi(\omega - \omega_c)L_2}{\beta_{\parallel0}\omega\lambda} - \frac{H(z) - H_{un}}{H_{un}}$ — угол пролета электронов в выходном резонаторе, $\frac{H(z) - H_{un}}{H_{un}}$ — функция, описывающая продольное распределение статического магнитного поля в области участка дрейфа, z — продольная координата, отсчитываемая от середины входного резонатора.

Выражение (17) можно упростить, заменив реальное распределение магнитостатического поля в рабочем пространстве гироусилителя кусоч-

но однородным:

$$\frac{H(z)}{H_{un}} = \begin{cases} 1, & z \leq 0, \\ 1 + H_{add}/H_{un}, & 0 < z < L_{dr}, \\ 1, & z \geq L_{dr}, \end{cases}$$

где величина перепада магнитных полей в области резонаторов и участка дрейфа H_{add} определяется из условия:

$$\int_0^{L_{dr}} [H(z) - H_{un}] dz = H_{add} L_{dr}. \quad (18)$$

С учетом (18) формула (17) преобразуется к виду

$$\theta_{add0} \simeq \frac{2\pi L_{dr}}{\beta_{||0} \lambda} \cdot \frac{H_{add}}{H_{un}}. \quad (19)$$

Принимая во внимание (9), (13), (15), (17) выражение для электронного КПД двухрезонаторного гироклистрона (10) можно представить как

$$\begin{aligned} \eta_{el} = & \frac{g_0^2}{1 + g_0^2} R_2 \eta_{\perp}^{(0)} \exp \left[-\alpha^{(0)} \left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{3/2} \right] \times \\ & \times \left\{ \exp \left[- \left(\frac{1}{4} g_0^2 \delta v_{\perp} \right)^2 \left(\frac{L_{dr}}{L_2} \theta_2 - \theta_{add0} \right)^2 \right] \right\}^{\rho}. \end{aligned} \quad (20)$$

Дифференцируя (20) по θ_2 и приравнивая нулю производную $d\eta_{el}/d\theta_2$, получаем уравнение для определения оптимального (при наличии разброса скоростей электронов) значения угла пролета электронов в выходном резонаторе θ_{2opt} :

$$\left(\frac{\theta_2^{(0)} - \theta_2}{\theta_2^{(0)}} \right)^{1/2} - \frac{\rho \theta_2^{(0)} (g_0^2 \delta v_{\perp})^2}{12 \alpha^{(0)}} \left(\frac{L_{dr}}{L_2} \right)^2 \theta_2 + \frac{\rho \theta_2^{(0)} (g_0^2 \delta v_{\perp})^2}{12 \alpha^{(0)}} \frac{L_{dr}}{L_2} \theta_{add0} = 0. \quad (21)$$

Учитывая, что ρ , $\alpha^{(0)} \approx 1$, $\theta_2^{(0)} \gg 1$, $g_0^2 \delta v_{\perp} \sim 1$ в оптимальных по КПД режимах [6], а $L_{dr} \gg L_2$, запишем решение (21) в виде

$$\theta_{2opt} = \frac{L_2}{L_{dr}} \theta_{add0} \pm \frac{12 \alpha^{(0)} L_2^2}{\rho \theta_2^{(0)} (g_0^2 \delta v_{\perp})^2 L_{dr}^2} \sqrt{1 - \frac{L_2 \theta_{add0}}{L_{dr} \theta_2^{(0)}}}. \quad (22)$$

Максимуму функции $\eta_{el} = \eta_{el}(\theta_2)$ соответствует знак "плюс" перед вторым членом в (22). Необходимо отметить, что выражение (22) справедливо лишь при условии

$$g_0^2 \delta v_{\perp} \gg \frac{L_2}{\theta_2^{(0)} L_{dr}} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}}.$$

Из (20) и (22) следует условие полной компенсации влияния разброса электронов по скоростям на процесс группировки пучка в области участка дрейфа

$$\theta_{2opt} = \theta_2^{(0)} = \frac{L_2}{L_{dr}} \theta_{add0}. \quad (23)$$

При этом электронный КПД гироклистрона принимает наибольшее значение, равное

$$\eta_{el}^{max} = \frac{g_0^2}{1 + g_0^2} R_2 \eta_{\perp}^{(0)}. \quad (24)$$

Используя далее соотношение (19) можно найти требуемый для реализации (24) перепад магнитных полей в области резонаторов и участка дрейфа

$$\frac{H_{add}}{H_{un}} \simeq \frac{\beta_{||0}\lambda}{2\pi L_2} \theta_2^{(0)}(\mu_2, I_2).$$

В общем случае, когда $\theta_{2opt} < \theta_2^{(0)}$ оптимальный электронный КПД двухрезонаторного гироклистрона находится из (20), куда вместо θ_2 подставляется θ_{2opt} из (22).

Таким образом, приведенные выше соотношения и результаты численных расчетов, представленные на рис.1, 2, позволяют определить оптимальные значения угла пролета электронов в выходном резонаторе θ_{2opt} и электронного КПД двухрезонаторного гироусилителя $\eta_{el}(\theta_{2opt})$ с неоднородным магнитостатическим полем в пространстве взаимодействия при наличии разброса скоростей электронов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование влияния продольного распределение статического магнитного поля в рабочем пространстве на эффективность гироусилителя проводилось в физическом макете двухрезонаторного гироклистрона 3-х сантиметрового диапазона длин волн.

Для формирования винтового электронного потока используется однопотенциальная адиабатическая магнетронно-инжекторная пушка с ускоряющим напряжением $V_0 = 16$ кВ. Зависимости g_0 и скоростного разброса δv_{\perp} от тока пучка I_0 в оптимальных по КПД режимах работы гироусилителя, определенные по результатам электронно-оптических измерений, представлены на рис.3. Измерения проводились методом тормозящего поля [7].

Параметры резонаторов (длины и добротности) в ходе эксперимента оставались фиксированными — $L_1 \simeq 1,1\lambda$, $Q_1 \simeq 200$, $L_2 \simeq 2,5\lambda$, $Q_2 \simeq 300$. Длина участка дрейфа $L_{dr} \simeq 8,3\lambda$ существенно превышает длины резонаторов (рис.4а).

Магнитное поле в рабочем пространстве создается системой двух соленоидов, запитываемых от независимых источников. Центр вспомогательного соленоида, намотанного на внешнюю оболочку гироклистрона, совпадает с центром участка дрейфа. Реализация различных распределений магнитостатического поля, приведенных на рис.4а, осуществляется путем изменения тока J_{add} во вспомогательном соленоиде. При этом распределение магнитного поля в областях входного и выходного резонаторов остается однородным.

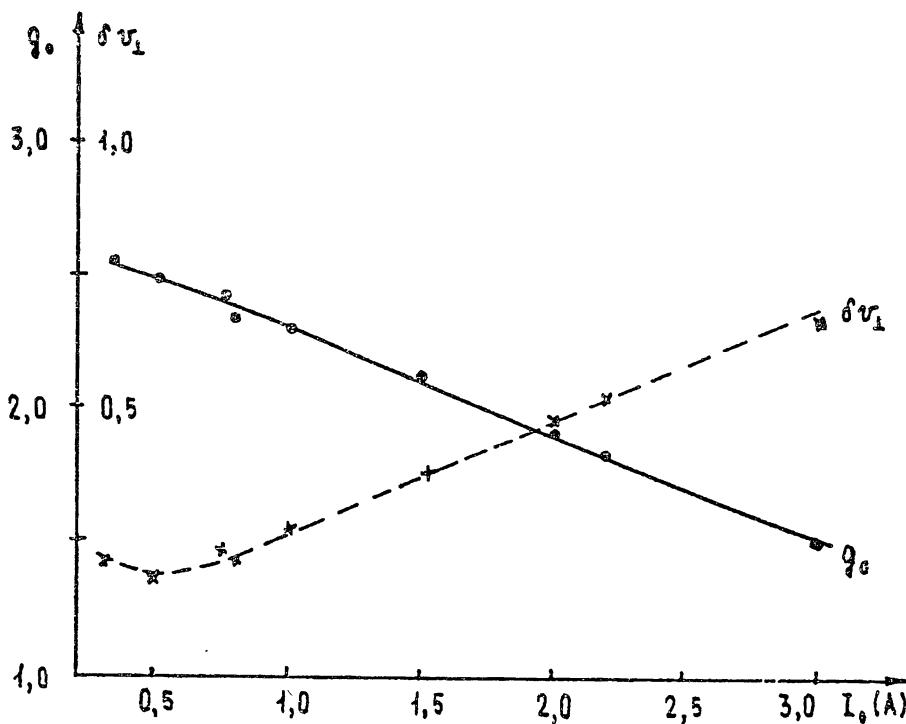


Рис. 3. Зависимости g_0 (сплошная кривая) и δv_\perp (пунктирная кривая) от тока электронного пучка в оптимальных по КПД режимах работы гироклистрона.

В процессе эксперимента снимались зависимости КПД η , оптимизированного по частоте и мощности входного сигнала, величине магнитного поля основного соленоида H_{un} и магнитного поля на катоде H_{cat} , от тока вспомогательного соленоида J_{add} при различных значениях тока электронного пучка I_0 . Результаты измерений представлены на рис.4б, откуда следует, что при фиксированных величинах тока пучка I_0 и параметра перемагничивания $\alpha = H_{un}/H_{cat}$ КПД гироклистрона возрастает более, чем в полтора раза с изменением J_{add} от 0 до 1,8 А. Максимум КПД достигается при одном и том же значении $J_{addopt} \approx 1,8$ А независимо от величины I_0 . Увеличение J_{add} по сравнению с J_{addopt} сопровождается возникновением паразитного самовозбуждения на частоте, близкой к крити-

ческой частоте моды TE_{21} в волноводе, образующем трубку дрейфа.

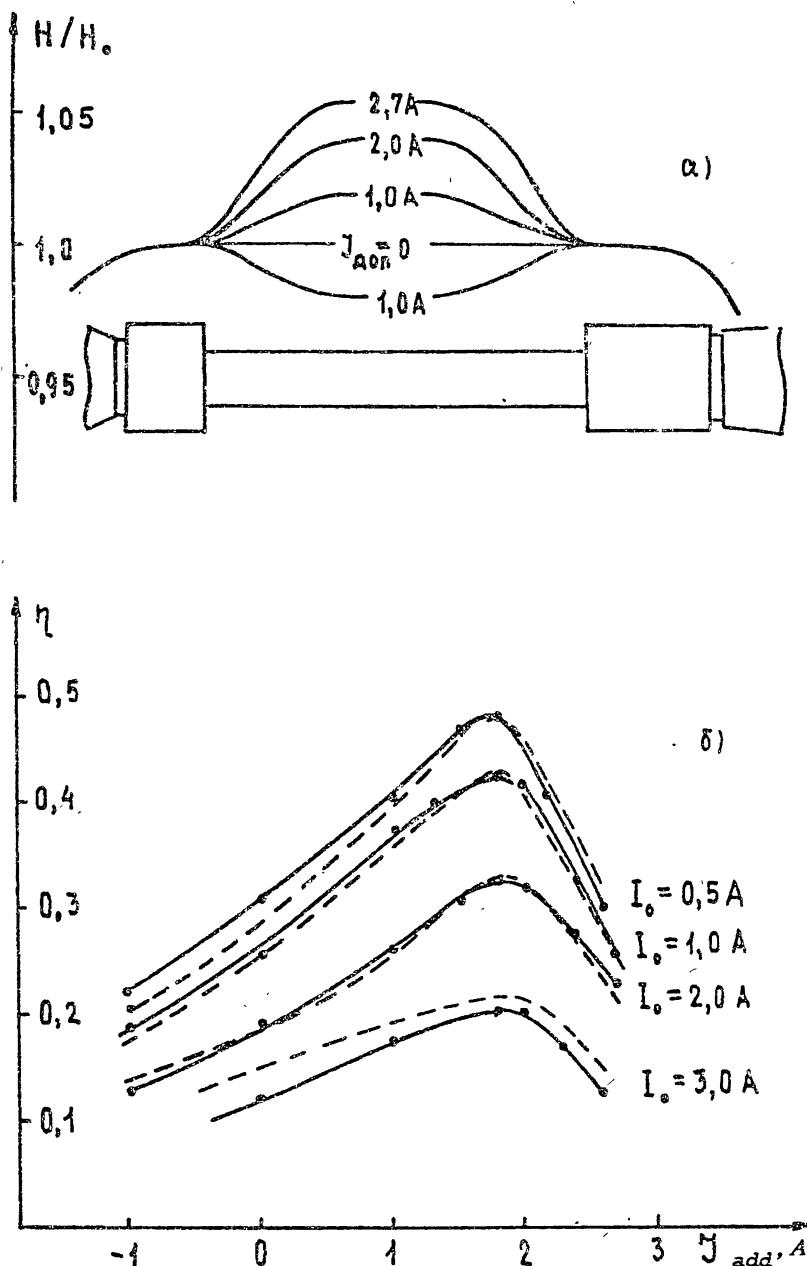


Рис. 4. а) Распределение статического магнитного поля в пространстве взаимодействия гиросилителя. б) Экспериментальные (сплошные кривые) и расчетные (пунктирные кривые) зависимости КПД от тока вспомогательного соленоида при различных значениях тока электронного пучка.

Для подавления паразитного самовозбуждения приходится уменьшать па-

раметр g_0 по сравнению со значением, характерным для оптимального режима, следствием чего с неизбежностью является снижение КПД гироклистрона.

На рис.4б вместе с экспериментальными изображенены и теоретические зависимости КПД гироклистрона от тока вспомогательного соленоида. При расчетах предполагалось, что потери высокочастотной мощности в стенках выходного резонатора и переизлучение в нерабочие типы колебаний пренебрежимо малы. Тогда полный КПД усилителя η совпадает с его электронным КПД, определяемым выражением (20). Вычисление КПД производилось с использованием результатов численного исследования зависимостей $\eta_{\perp}^{(0)}$, $\theta_2^{(0)}$, $\alpha^{(0)}$ от I_2 и μ_2 (рис.1, 2) и графиков $g_0 = g_0(I_0)$, $\delta v_{\perp} = \delta v_{\perp}(I_0)$, характеризующих эволюцию функции распределения электронов по скоростям с изменением тока пучка I_0 (рис.3).

Из расчетов следует, что в гироусилителе с однородным магнитным полем ($J_{add} = 0$) максимум КПД достигается в случае, когда углы пролета электронов в выходном резонаторе θ_{2opt} и на участке дрейфа θ_{dr} близки к нулю. При этом коэффициент R_{dr} , ссылающий снижение КПД вследствие разброса времен пролета электронов через участок дрейфа, близок к единице, а поперечный КПД гироклистрона с моноскоростным пучком (9) мал из-за значительного отличия θ_{2opt} от $\theta_2^{(0)}$. С изменением тока пучка $\theta_{2opt}(J_{add} = 0)$ меняется несущественно — при $0,5 \text{ A} \leq I_0 \leq 3 \text{ A}$ $0,1 \leq \theta_{2opt} \leq 0,3$.

Варьирование величины магнитостатического поля в области участка дрейфа позволяет, как следует из (15), обеспечить близость к нулю θ_{dr} при существенно положительных углах пролета электронов в выходном резонаторе. В этом случае коэффициент R_{dr} , по-прежнему, близок к единице, в то время как η_{\perp} экспоненциально нарастает с уменьшением разности $\theta_2^{(0)} - \theta_{2opt}(J_{add})$. Как видно из расчета, в гироусилителе с неоднородным магнитным полем при оптимальном токе дополнительного соленоида $J_{add} = 1,8 \text{ A}$ угол пролета θ_{2opt} составляет в зависимости от тока пучка $2,5 \div 3$.

Увеличение θ_{2opt} при фиксированной частоте выходного излучения ω достигается путем уменьшения магнитного поля H_{un} в выходном резонаторе по сравнению с соответствующим значением для $J_{add} = 0$. Отсюда следует, что в эксперименте с ростом J_{add} должен наблюдаться сдвиг зоны усиления $\eta = \eta(H_{un})$ в область меньших магнитных полей. Этот вывод подтверждается приведенными на рис.5 зависимостями КПД, оптимизированного по мощности входного сигнала, от величины статического магнитного поля в выходном резонаторе H_{un} при трех значениях тока вспомогательного соленоида — $J_{add} = 0; 1,8; 2,6 \text{ A}$. Частота входного сигнала, магнитное поле на катоде, ток и напряжение пучка ($I_0 = 0,5 \text{ A}$, $V_0 = 16 \text{ kV}$) в процессе снятия кривых $\eta = \eta(H_{un})$ оставались неиз-

менными. С увеличением тока пучка характер поведения зависимостей $\eta = \eta(H_{un}, J_{add})$ не меняется.

Теоретические зависимости $\eta = \eta(H_{un}, J_{add})$, изображенные на рис.5, рассчитывались по формуле (20) тем же способом, что и ранее. Угол пролета электронов в выходном резонаторе θ_2 , необходимый для нахождения КПД, в случае произвольных H_{un} и $\beta_{||0}$ связан с оптимальным углом пролета $\theta_{2opt}(J_{add} = 1,8 \text{ A}) = \theta_2^{(1)}$ простым соотношением

$$\theta_2 = \theta_2^{(1)} \frac{H_{un}}{H_{un}^{(1)}} \cdot \frac{\beta_{||0}^{(1)}}{\beta_{||0}} + \frac{2\pi}{\beta_{||0}} \left(1 - \frac{H_{un}}{H_{un}^{(1)}} \right), \quad (25)$$

где $H_{un}^{(1)}$ — оптимальная по КПД величина статического магнитного поля в области выходного резонатора, $\beta_{||0}^{(1)}$ — отношение поступательной скорости электронов к скорости света при $J_{add} \leq 1,8 \text{ A}$.

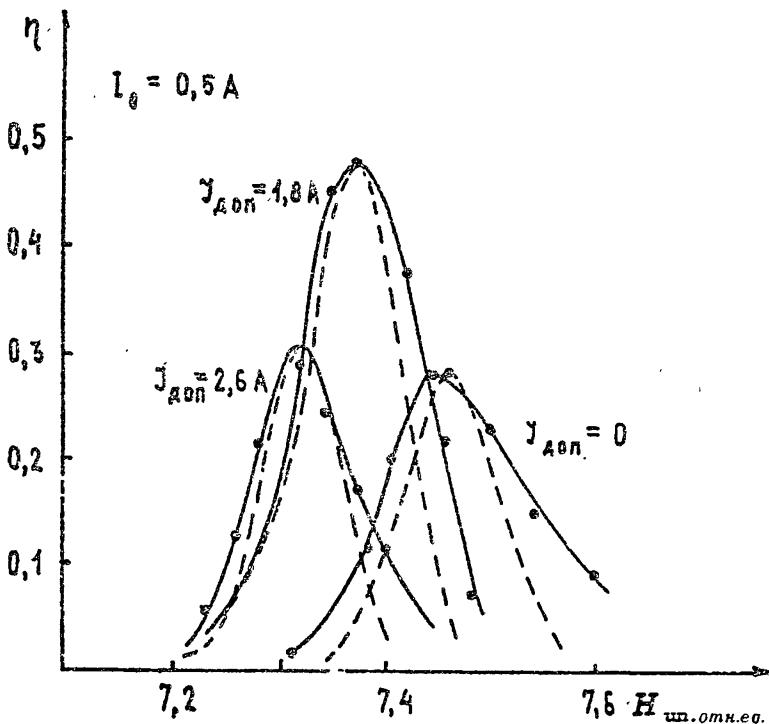


Рис. 5. Экспериментальные (сплошные кривые) и расчетные (пунктирные кривые) зоны усиления по магнитному полю основного соленоида H_{un} при различных значениях тока вспомогательного соленоида.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных зависимостей, представленных на рис. 4, 5, видно, что теория удовлетворительно описывает основные наблюдаемые эффекты — повышение КПД гироклистрона и сдвиг зоны усиления по магнитному полю в сторону меньших H_{un} с увеличением магнитостатического поля в области участка дрейфа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антаков И.И., Гапонов А.В., Гинцбург В.А., Петелин М.И., Юллатов В.К. Усилитель электромагнитных колебаний сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. А.с. № 302050 (СССР), с приоритетом от 16.06.67, опубликовано 15.05.75 г.
2. Антаков И.И., Гинцбург В.А., Засыпкин Е.В., Соколов Е.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1975. Т.18. № 8. С.1196.
3. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Юллатов В.К. // Тезисы докладов 5-й Межвузовской конференции по электронике СВЧ. — Саратов: СГУ. 1966. С.20.
4. Юллатов В.К. Гиротрон.— Горький: ИПФ АН СССР. 1981. С.26.
5. Ергаков В.С., Моисеев М.А. // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1977. Вып.5. С.9.
6. Ергаков В.С., Моисеев М.А., Эрм Р.Э. // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1980. Вып.4. С.29.
7. Авдошин Е.Г., Николаев Л.В., Платонов И.Г., Цимлинг Ш.Е. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1973. Т.16. № 4. С.605.

Институт прикладной физики
РАН

Поступила в редакцию
15 апреля 1994 г.

**AN EFFICIENCY ENLARGEMENT IN GYROKLYSTRONS WITH
NONUNIFORM STATIC MAGNETIC FIELD**

E. V. Zasypkin, M. A. Moiseev

Using self-consistent field theory, the interaction between an electron beam with velocity spread and RF field in the cavities of a gyrokylystron has been analyzed. Basic expressions necessary to calculate the efficiency of a two-cavity gyrokylystron are presented. The effect of the longitudinal magnetic field distribution on the efficiency of this gyroamplifier has been studied. The output characteristics of a two-cavity X-band gyrokylystron experiment are reported. A good fit between the theory and the experiment is obtained.