УДК 621.385.69

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КАЧЕСТВА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ И САМОВОЗБУЖДЕНИЕ ГИРОКЛИСТРОНА

Е. В. Засыпкин^{*}, И. Г. Гачев

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Экспериментально исследованы функции распределения электронов по продольным скоростям в реальных (немоделированных) режимах работы двухрезонаторного гироклистрона. Показано, что с ростом параметра перемагничивания пучка α функция распределения плавно трансформируется от квазигауссовой до многогорбой. Основной причиной такой эволюции является продольная группировка пучка под воздействием низкочастотных колебаний пространственного заряда, накапливающегося в ловушке между катодом и магнитной пробкой с увеличением а. На стадии развитой неустойчивости электронный поток представляет собой последовательность электронных сгустков с сильно отличающимися продольными скоростями. Экспериментально показано, что максимум коэффициента полезного действия гироклистрона реализуется при некотором значении $\alpha = \alpha_{opt}$, когда функция распределения электронов по продольным скоростям является уже не квазигауссовой, но всё ещё имеет только один экстремум. При большем параметре перемагничивания ($\alpha > \alpha_{\mathrm{opt}}$) эффективность гироклистрона резко падает, что связано с модуляцией плотности электронного пучка. В режимах с многогорбой функцией распределения выделенные в электронном потоке сгустки возбуждают высокочастотные колебания в выходном резонаторе независимо друг от друга в виде отдельных зон генерации по магнитному полю, имеющих одинаковую частоту, которая совпадает с частотой резонатора. Результаты расчётов положения зон генерации по магнитному полю с достаточной точностью совпадают с экспериментальными данными.

введение

Среди усилителей миллиметрового диапазона длин волн наибольшей мощностью обладают гироклистроны [1–5]. Характеристикой эффективности гироклистрона является его коэффициент полезного действия (КПД) η , равный отношению мощности выходного излучения к мощности электронного пучка. Пренебрегая потерями высокочастотной мощности в стенке выходного резонатора, выражение для КПД гироклистрона можно записать в виде [1]

$$\eta = \eta_{\perp} g^2 / (1 + g^2), \tag{1}$$

где g — питч-фактор пучка, равный отношению средних значений поперечной и продольной скоростей электронов; η_{\perp} — поперечный КПД, который определяет долю энергии вращательного движения пучка, преобразующуюся в энергию электромагнитного излучения в электродинамической системе гироусилителя. Максимум поперечного КПД реализуется на границе самовозбуждения рабочего типа колебаний в выходном резонаторе.

Для реализации в гироклистронах высоких уровней мощности и КПД требуются интенсивные винтовые электронные потоки с большим питч-фактором и малым разбросом скоростей. Однако электронные потоки, формируемые обычно адиабатическими магнетронно-инжекторными пушками (МИП) [6], имеют по ряду причин достаточно большой разброс скоростей электронов [7, 8]. Он приводит, во-первых, к ухудшению группировки электронного потока и снижению эффективности энергообмена электронов пучка с высокочастотными полями рабочего типа колебаний

^{*} zasyp@ipfan.ru

в резонаторах гироклистрона [9]. Во-вторых, попытка увеличения питч-фактора пучка с целью повышения эффективности гироусилителя сопровождается при большом разбросе скоростей отражением части электронов с малыми продольными скоростями в области нарастающего магнитного поля и захвату их в ловушку между катодом и магнитной пробкой. В работах [10–14] теоретически и экспериментально показано, что при значительном числе отражённых электронов в объёмном заряде, накопленном в ловушке, развиваются продольные низкочастотные неустойчивости, приводящие к увеличению разброса скоростей, появлению модуляции плотности заряда и ограничению питч-фактора в пучке на входе в пространство взаимодействия гирорезонансного прибора.

Качество электронного потока характеризуется функцией распределения электронов по скоростям — поперечным или продольным. Для расчёта гироклистронов, интерпретации их выходных характеристик и последующей оптимизации параметров электродинамической системы необходимо знать эту функцию и её эволюцию с изменением режима работы прибора.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию функции распределения электронов по продольным скоростям и КПД двухрезонаторного гироклистрона в рабочих режимах гироусилителя. Её цель — установление связи между качеством электронного пучка и эффективностью гироклистрона. Важно отметить, что в отличие от работ [13, 14] электронно-оптические измерения проводились в реальных (немоделированных) режимах работы МИП. Кроме того, экспериментально изучены особенности самовозбуждения колебаний в выходном резонаторе гироклистрона при больши́х питч-факторах пучка.

1. КОНСТРУКЦИЯ ГИРОКЛИСТРОНА

Экспериментальный макет гироклистрона включает в себя электронно-оптическую систему, входной резонатор с щелевой системой ввода энергии, трубку дрейфа и выходной резонатор с дифракционным выводом энергии [15]. Для формирования винтового электронного потока используется двухэлектродная МИП, работающая в импульсном режиме с ускоряющим напряжением $U_0 = 16$ кВ и током пучка до 2 А. Магнитное поле в области катода складывается из краевого поля основного соленоида и поля вспомогательного (катодного) соленоида. Изменением тока катодного соленоида регулируется питч-фактор пучка в рабочем пространстве усилителя.

Резонаторы гироклистрона представляют собой отрезки волновода кругового сечения, ограниченные с торцов запредельными для рабочего типа колебаний сужениями. Резонансная частота рабочей моды TE_{011} во входном резонаторе равна 9160 МГц, а его добротность $Q_1 = 200$. Экспериментально исследовались характеристики двух вариантов гироклистрона, отличающихся добротностью и длиной выходного резонатора. Параметры резонаторов представлены в табл. 1.

Трубка дрейфа гироклистрона является закритической на рабочей частоте для волн TE_{01} и TE_{21} ; её диаметр и длина выбраны такими, чтобы обеспечить полное прохождение электронного потока и одновременно исключить обратную связь между резонаторами.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение функции распределения электронов по скоростям поступательного движения проводилось методом тормозящего поля [7, 16, 17]. Измерительная установка включала в себя приёмный коллектор, расположенный в месте нахождения выходного резонатора гироклистрона, тормозящую сетку и диафрагму для перехвата отражённых электронов. Торможение электронов имело место при подаче отрицательного (относительно корпуса прибора) напряжения $U_{\rm dec}$ на

Таблица	1
100011140	-

Тип резонатора	Резонансная частота	Длина резонатора	Добротность
	рабочей моды TE ₀₁₁ ,	(в длинах волн усили-	резонатора
	МΓц	ваемого излучения)	
Выходной №1	9175	2,4	400
Выходной №2	9185	2,2	150

сетку, которая находилась перед коллектором. Электроны с продольной скоростью, достаточной для преодоления тормозящего поля сетки, создавали коллекторный ток I_{col} .

Функция распределения электронов по скоростям их поступательного движения v_{\parallel} связана с измеряемыми величинами соотношением [7]

$$f(\gamma) = KF(\sqrt{\tilde{U}_{\text{dec}}}) = K \frac{\mathrm{d}\tilde{I}_{\text{col}}}{\mathrm{d}\sqrt{\tilde{U}_{\text{dec}}}},\tag{2}$$

в котором $\gamma = v_{\parallel}/v$ — отношение продольной скорости к полной скорости электронов, K — нормирующий множитель, $\tilde{I}_{\rm col} = I_{\rm col}/I_{\rm col}(\tilde{U}_{\rm dec} = 0)$, $I_{\rm col}(\tilde{U}_{\rm dec} = 0)$ — ток коллектора при отсутствии тормозящего потенциала, $\tilde{U}_{\rm dec} = U_{\rm dec}/U_0 = \gamma^2$ — нормированное тормозящее напряжение, U_0 — ускоряющее напряжение пучка. В дальнейшем нормирующий множитель K будем принимать равным наибольшему значению функции $f(\gamma)$ в данной серии измерений, т.е.

$$K = 1/F_{\text{max}} = \left(\frac{\mathrm{d}\tilde{I}_{\mathrm{col}}}{\mathrm{d}\sqrt{\tilde{U}_{\mathrm{dec}}}}\right)_{\mathrm{max}}^{-1}.$$

Измерения проводились в импульсном режиме при фиксированных напряжении $U_0 = 16$ кВ и токе пучка $I_0 = 0,7$ А, напряжённости статического магнитного поля в рабочем пространстве усилителя H_0 и различных значениях параметра перемагничивания α , равного отношению H_0 к напряжённости магнитного поля на катоде H_c .

На рис. 1 приведены измеренные функции распределения электронов по продольным скоростям $f(\gamma) = F(\sqrt{\tilde{U}_{dec}})/F_{max}$ при 3,6 $\leq \alpha \leq 5,0$. В области 3,6 $\leq \alpha \leq 4,2$ функция распределения близка к симметричной (рис. 1*a* и б) и её с достаточной точностью можно аппроксимировать гауссовой функцией [7]. Значение $f(\gamma)$ в максимуме является наибольшим во всей серии измерений, поэтому можно положить K = 1. Для полного описания пучка достаточно знания двух параметров: питч-фактора

$$g_0 = \sqrt{1 - \gamma_0^2} / \gamma_0, \tag{3}$$

где $\gamma_0 = \sqrt{\tilde{U}_{
m dec}^{(0)}}$ — нормированная продольная скорость в максимуме функции $f(\gamma)$, и относительного разброса продольных скоростей электронов

$$\delta \gamma_{\parallel} = (\gamma_2 - \gamma_1) / \gamma_0. \tag{4}$$

Здесь $\gamma_1 = \sqrt{\tilde{U}_{\text{dec}}^{(1)}}$ и $\gamma_2 = \sqrt{\tilde{U}_{\text{dec}}^{(2)}}$ — нормированные скорости, соответствующие уровню $\exp(-1)$ от максимума $f(\gamma)$. Разброс поперечных скоростей электронов, определяемый как

$$\delta \gamma_{\perp} = \sqrt{1 - \gamma_2^2} - \sqrt{1 - \gamma_1^2} / \sqrt{1 - \gamma_0^2}$$
(5)

и равный 0,1, является инвариантом относительно изменения α . Разброс продольных скоростей $\delta \gamma_{\parallel}$ с ростом α от 3,6 до 4,2 увеличивается с 0,26 до 0,31 (см. рис. 2).



Рис. 1. Эволюция функции распределения электронов по продольным скоростям с изменением параметра перемагничивания α . Ускоряющее напряжение пучка равно $U_0 = 16$ кB, его ток $I_0 = 0.7$ A

При $\alpha = 4,4$ максимальное значение функции $f(\gamma)$ снижается (K = 0,86), а относительная доля электронов с меньшими продольными скоростями возрастает, т. е. имеет место торможение части электронов со скоростями вблизи $\gamma = \gamma_0$ (см. рис. 16). Заметим, что полное число частиц, определяемое площадью под кривой $f(\gamma)$, при $3,6 \leq \alpha \leq 4,4$ остаётся неизменным. Питчфактор пучка увеличивается до 2, а $\delta \gamma_{\parallel}$ возрастает до 0,5 за счёт несимметричного расплывания функции распределения в область меньших продольных скоростей. Это явление не может быть удовлетворительно интерпретировано в рамках статической модели электронного пучка и обусловлено действием на проходящий поток переменных полей продольных низкочастотных колебаний в пространственном заряде, накопленном в ловушке между катодом и магнитной пробкой [10, 13]. Колебания пространственного заряда являются продольными (т. е. происходят вдоль магнитного поля); тогда можно предположить, что динамические процессы в ловушке не приводят к изменению распределения поперечных скоростей электронов, характерного для «холодного» пучка, формируемого МИП.

Поскольку питч-фактор пучка не слишком велик ($g_0 \approx 2$), то доля отражённых от пробки электронов также сравнительно мала. Переменное поле пространственного заряда слабо́, оно имеет, как следует из расчётов [10], квазишумовой характер и практически не влияет на проходя-

Е.В. Засыпкин, И.Г. Гачев



Рис. 2. Зависимости питч-фактора пучка g_0 (круги, аппроксимация сплошной кривой), разброса продольных скоростей электронов (квадраты, аппроксимация штриховой кривой) и разброса поперечных скоростей δv_{\perp} (треугольники, аппроксимация штрихпунктирной кривой) от параметра перемагничивания α

щий пучок, поэтому симметрия функции распределения нарушается не слишком сильно. Вместе с тем необходимо иметь в виду, что приходящий в пространство взаимодействия электронный поток уже не является моноэнергетическим, т. к. имеет место передача энергии от электронов пучка переменному полю пространственного заряда в ловушке. По этой причине формула (5) для определения δv_{\perp} через измеряемые в эксперименте величины продольных скоростей электронов становится некорректной.

Дальнейшая эволюция функции распределения по скоростям с увеличением параметра перемагничивания α представлена на рис. 1 ϵ и ϵ . При $\alpha = 4,6$ максимальное значение $f(\gamma)$ уменьшается до 0,7 и в диапазоне $0,25 \leq \gamma \leq 0,35$ возникает «плато» из заторможенных электронов, т. е. формируется сгусток из замедленных частиц и функция распределения становится существенно несимметричной (см. рис. 1 ϵ). На этой стадии ко-

лебания пространственного заряда и потенциала в ловушке приобретают регулярный характер. Измеренное значение питч-фактора $g_0 = 2,16$ (см. рис. 2) меньше рассчитанного по формулам адиабатической теории МИП [6], что связано, как указывалось в работе [11], с дополнительной экранировкой электрического поля на катоде пространственным зарядом частиц, возвращающих-ся к катоду МИП.

При $\alpha = 4,8$ значение функции распределения в максимуме снижается до K = 0,6, а сгусток замедленных частиц становится более компактным, приобретая вид отдельного «пучка» (фракции), описываемого квазисимметричной функцией распределения по скоростям с максимумом в точке $\gamma_{\max}^{(-)} \approx 0,25$. На этой стадии амплитуды низкочастотных колебаний и связанных с ними переменных электрических полей становятся настолько больши́ми, что наряду с замедленными электронами возникает сгусток ускоренных частиц в интервале $0,51 \leq \gamma \leq 0,64$. Другими словами, при $\alpha = 4,8$ электронный поток оказывается модулированным по плотности, вследствие чего функция $f(\gamma)$ имеет три максимума. Средний максимум ($\gamma_{\max}^{(0)} \approx 0,41$) представляет собой остаток от «холодной» (сформированной на катоде) функции распределения, а два других экстремума образованы электронными сгустками с различными плотностями, сгруппированными в тормозящей и ускоряющей фазах низкочастотного поля колебаний в ловушке (см рис. 16). С изменением α от 4,6 до 4,8 скорость $\gamma_0^{(0)}$, соответствующая центральному максимуму $f(\gamma)$, меняется ма́ло. Поскольку функция $f(\gamma)$ при $\alpha = 4,8$ является многогорбой, то её описание только с помощью двух параметров (питч-фактора g_0 и разброса скоростей δv_{\parallel}) становится невозможным.

При $\alpha = 5,0$ происходит дальнейшее уплотнение сгустков, образованных замедленными $(\gamma_{\max}^{(-)} \approx 0.25)$ и ускоренными $(\gamma_{\max}^{(+)} \approx 0.6)$ электронами, а центральный максимум $(\gamma_{\max}^{(0)} \approx 0.42)$ распадается на два, $\gamma_{\max}^{(0-)} \approx 0.37$ и $\gamma_{\max}^{(0+)} \approx 0.5$ (см. рис. 1*г*). Распределение по скоростям на рис. 1*г* соответствует модулированному по плотности электронному потоку и не содержит информации о функции распределения электронов «холодного» пучка по продольным скоростям (см. рис. 1*а*). В этом случае скоростные характеристики приходящего в первый резонатор пучка полностью определяются коллективными низкочастотными процессами в магнитной ловушке. Заметим, что

в этом режиме работы МИП на импульсе тока появляются своеобразные осцилляции, свидетельствующие о наличии в проходящем электронном потоке низкочастотных колебаний. Кроме того, имеет место быстрое нарастание анодного тока, связанного с радиальным смещением захваченных частиц и осаждением их на анод электронной пушки [13]. Дальнейшее увеличение α приводит к лавинообразному нарастанию анодного тока и высоковольтному пробою зазора катод–анод МИП, что делает невозможным проведение электронно-оптических измерений.

Таким образом, с достаточным основанием можно считать, что трансформация функции распределения электронов по скоростям, представленная на рис. 1, обусловлена резонансным воздействием на приходящий в пространство взаимодействия пучок низкочастотных колебаний пространственного заряда, накопленного в ловушке между катодом и магнитной пробкой. На стадии развитой неустойчивости электронный поток модулирован по плотности и активная среда представляет собой последовательность электронных сгустков со значительно отличающимися продольными скоростями. В этом режиме среда характеризуется функцией распределения по скоростям, имеющей несколько экстремумов.

3. ВЛИЯНИЕ ВИДА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГИРОКЛИСТРОНА

В процессе экспериментального исследования влияния характеристик электронного потока на эффективность гироклистрона измерялись зависимости его КПД η , равного отношению мощности выходного излучения Р к мощности пучка $P_0 = U_0 I_0$, от параметра перемагничивания α . При этом ускоряющее напряжение $U_0 = 16 \text{ kB}$ и ток пучка $I_0 = 0,7$ А были фиксированы. Вначале усилитель настраивался на максимум мощности выходного излучения подбором частоты и мощности входного сигнала, а также токов основного и катодного соленоидов. Затем варьировался только ток катодного соленоида (параметр α изменялся при этом от 3 до 5), а остальные параметры оставались неизменными. Результаты измерений для гироусилителей с различными добротностями выходного резонатора ($Q_2 = 400$ и 150) представлены на рис. 3.

С ростом α от 3,5 до 4,4 КПД обоих вариантов гироклистрона монотонно возрастает вследствие



Рис. 3. Зависимости КПД гироклистрона η от параметра перемагничивания α при различных значениях добротности выходного резонатора: $Q_2 = 400$ (круги, аппроксимация сплошной кривой) и $Q_2 = 150$ (квадраты, аппроксимация штриховой кривой). Напряжение пучка $U_0 = 16$ кВ, его ток $I_0 = 0.7$ А

увеличения доли кинетической энергии, запасённой во вращательном движении электронов, которая пропорциональна $g_0^2/(1+g_0^2)$. В гироклистроне с $Q_2 = 400$ на границе области устойчивости рабочей моды ($\alpha_{\text{gen}} \approx 4,37$) максимальный КПД равен 0,36. При $\alpha > 4,37$ в усилителе возбуждались автоколебания с частотой $f_{\text{gen}} \approx 9175$ МГц, близкой к частоте рабочей моды $\text{TE}_{0\,1\,1}$ в выходном резонаторе и оптимальной частоте входного сигнала в режиме усиления ($f_{\text{in}}^{\text{opt}} \approx 9177$ МГц). Если усиление и генерация колебаний происходят на одной и той же моде с близкими частотами, а ток пучка превышает стартовый ток второго резонатора, то имеет место синхронизация колебаний в выходном резонаторе внешним сигналом путём модуляции электронного пучка в первом резонаторе [18]. В синхронизованном режиме несмотря на увеличение разброса электронов по

скоростям, КПД продолжал расти, достигая максимального значения 0,4 при $\alpha \approx 4,6$. Дальнейшее увеличение α сопровождалось резким падением КПД усилителя вследствие ухудшения качества электронного пучка, обусловленного воздействием на проходящий пучок продольных низкочастотных колебаний в адиабатической ловушке (см. рис. 1).

В усилителе с низкодобротным выходным резонатором ($Q_2 = 150$) максимальный КПД, равный 0,38, достигался при $\alpha \approx 4,4$, когда функция распределения электронов по скоростям $f(\gamma)$ близка к гауссовой (см рис. 16). С изменением α от 4,4 до 4,6 генерация не возникала, а КПД существенно снижался (с 0,38 до 0,26). Резкое падение КПД при $\alpha > 4,6$ связано с тем, что приходящие в выходной резонатор электронные сгустки имеют значительно отличающиеся продольные скорости, вследствие чего они попадают в неоптимальные фазы высокочастотного поля рабочей моды TE_{011} . Генерация колебаний на выходе гироклистрона наблюдалась только при $\alpha \ge 4,64$ и сопровождалась дальнейшим снижением эффективности усилителя.

Из сравнения зависимостей, приведённых на рис. 3, можно сделать вывод о том, что КПД гироклистрона в режиме усиления более чувствителен к качеству электронного пучка, чем КПД гироусилителя в режиме захвата автоколебаний в выходном резонаторе внешним сигналом. В этой связи можно предположить, что в гиротроне снижение КПД генерации за счёт ухудшения качества пучка, вызванного влиянием низкочастотного пространственного заряда в ловушке, будет выражено слабее, чем в гироклистроне.

4. ОСОБЕННОСТИ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ В ГИРОКЛИСТРОНЕ В СЛУЧАЕ МНОГОГОРБОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ

На рис. 4*а* изображены зависимости нормированной мощности выходного излучения P/P_{max} от величины магнитного поля основного соленоида H_0 в режимах усиления и генерации и частоты генерации f_{gen} от H_0 . Эти зависимости измерены при токе пучка 0,7 А и $\alpha \approx 4,45$ в гироусилителе с $Q_2 \approx 400$. В рабочем диапазоне магнитных полей ($\Delta H_0 \approx 7,25 \div 7,70$ отн. ед.) генерируются колебания с частотой $f_{\text{gen}} \approx 9165 \div 9210$ МГц. Практически полное совпадение частоты генерации в максимуме кривой $P_{\text{gen}} = P_{\text{gen}}(H_0)$ ($f_{\text{gen}} \approx 9175$ МГц) с оптимальной частотой входного сигнала в режиме усиления $f_{\text{in}}^{\text{opt}} \approx 9177$ МГц, а также близость зон генерации и усиления по магнитному полю указывают на самовозбуждение в интервале $\Delta H_0 \approx 7,25 \div 7,70$ отн. ед. рабочей моды TE_{011} в выходном резонаторе. В области $H_0 \geq 7,72$ отн. ед. возникают автоколебания с частотой 9780 ÷ 9808 МГц, близкой к критической частоте моды TE_{21} в трубке дрейфа.

На рис. 4б изображены те же зависимости, что и на рис. 4a, измеренные при $\alpha \approx 4.8$ в гироусилителе с $Q_2 \approx 150$. В этом варианте гироклистрона расположение зон усиления моды TE_{011} и самовозбуждения моды TE_{21} в трубке дрейфа остаётся тем же самым, что и в усилителе с $Q_2 \approx 400$ (ср. рис. 4a и б). Вместе с тем вид функции $P_{\text{gen}} = P_{\text{gen}}(H_0)$ в области $\Delta H_0 \approx$ $\approx 7.3 \div 7.7$ отн. ед. существенным образом меняется. Отличительной особенностью генерации на рабочей моде TE_{011} является наличие в полосе отрицательной реабсорбции циклотронного излучения ($\Delta H_0 \approx 7.5 \div 7.7$ отн. ед.) двух зон, имеющих одинаковую частоту $f_{\text{gen}} \approx 9190$ МГц, но возникающих при разных значениях H_0 (на рис. 46 изображены две пары таких зон). Частота генерации, как и в предыдущем случае, близка к собственной частоте рабочей моды TE_{011} в выходном резонаторе и оптимальной частоте входного сигнала в режиме усиления $f_{\text{in}}^{\text{opt}} \approx 9200$ МГц. Однако зон генерации по магнитному полю две, а не одна, как это имело место в усилителе с $Q_2 \approx$ ≈ 400 .

Появление двух зон генерации возможно, если между резонаторами гироклистрона существует паразитная обратная связь на волне TE_{01} или на несимметричной волне TE_{21} . Однако в ис-



Рис. 4. Зависимости нормированной мощности выходного излучения $P/P_{\rm max}$ в режиме генерации (круги, аппроксимация сплошной кривой) и усиления (квадраты, аппроксимация штриховой кривой), частоты́ генерируемых колебаний $f_{\rm gen}$ (треугольники, аппроксимация штрихпунктирной кривой) от величины статического магнитного поля основного соленоида H_0 при $U_0 = 16$ кВ и $I_0 = 0.7$ A: (a) $Q_2 = 400$, $\alpha = 4.45$; (b) $Q_2 = 150$, $\alpha = 4.8$. Правые кривые соответствуют самовозбуждению моды ${\rm TE}_{2.1}$ в трубке дрейфа

следованном гироклистроне отношение диаметров резонаторов и трубки дрейфа равно 1,37, при этом трубка дрейфа является закритической на рабочей частоте для волн TE_{01} и TE_{21} . В принципе, связь между резонаторами возможна и на низшей несимметричной волне TE_{11} , в которую может преобразовываться рабочая мода TE_{011} вследствие нарушения азимутальной симметрии

Е.В. Засыпкин, И.Г. Гачев

резонаторов. Однако в нашем случае эллиптичность резонаторов составляет 0,999 и доля энергии волны TE_{01} , которая может быть преобразована в волну TE_{11} , пренебрежимо мала. Таким образом, можно утверждать, что электродинамическая связь между входным и выходным резонаторами гироклистрона отсутствует.

Вторая причина генерации с одной частотой при двух различных магнитных полях может быть обусловлена влиянием на формирование электронного потока низкочастотной паразитной неустойчивости в ловушке между катодом и магнитной пробкой. Как отмечалось в разделе 2, эта неустойчивость приводит к тому, что при $\alpha = 4,8$ функция распределения электронов по скоростям имеет три максимума: средний максимум представляет собой остаток от первоначальной («холодной») функции распределения, а два других образованы потоками электронов, сгруппированных в тормозящей и ускоряющей фазах низкочастотного поля колебаний в ловушке. Можно предположить, что две зоны генерации по магнитному полю соответствуют самовозбуждению выходного резонатора основным пучком и пучком замедленных частиц. Основанием для такого предположения является то обстоятельство, что токи обоих пучков отличаются не слишком сильно, в то время как питч-фактор $g_0^{(-)}$ пучка замедленных частиц более чем в полтора раза превышает $g_0^{(0)}$ для основного пучка.

Попробуем оценить относительную расстройку зон генерации по магнитному полю при следующих предположениях:

1) в электронном потоке максимумы соответствуют выделенным фракциям, каждая из которых независимо возбуждает колебания в выходном резонаторе;

2) минимальный стартовый ток резонатора реализуется при одном и том же значении оптимального угла пролёта электронов в резонаторе θ_{opt} , соответствующем максимуму зоны самовозбуждения;

3) при расчётах каждая фракция заменяется односкоростным потоком электронов, который характеризуется значением питч-фактора в соответствующем максимуме;

4) разброс энергий электронов во фракции пренебрежимо мал.

Тогда, используя выражение для угла пролёта, имеем

$$\theta_{\rm opt}^{(0)} = (\omega - \omega_H^{(0)}) L_{\rm cav} / v_{\parallel}^{(0)}, \tag{6}$$

$$\theta_{\text{opt}}^{(-)} = (\omega - \omega_H^{(-)}) L_{\text{cav}} / v_{\parallel}^{(-)}, \qquad (7)$$

где $\omega_H^{(0)} = eH^{(0)}/(mc)$, $\omega_H^{(-)} = eH^{(-)}/(mc)$, $H^{(0)}$, $H^{(-)}$ и $v_{\parallel}^{(0)}$, $v_{\parallel}^{(-)}$ — значения циклотронных частот, магнитных полей в максимумах зон генерации и продольных скоростей электронов для остатка основного пучка и пучка замедленных электронов соответственно, $L_{\rm cav}$ — длина выходного резонатора, m — масса электрона, e — элементарный заряд, c — скорость света в вакууме.

Запишем также выражение для угла пролета электронов в резонаторе при $\alpha = 4,4$, когда функция их распределения по скоростям имеет один экстремум:

$$\theta_{\text{opt0}} = (\omega - \omega_{H0}) L_{\text{cav}} / v_{\parallel 0}. \tag{8}$$

Поскольку частоты генерации при $\alpha = 4,4$ и 4,8 практически совпадают, то можно приравнять попарно θ_{opt} из (6) и (7), а также из (6) и (8). Тогда имеем

$$(\omega - \omega_{H0}) L_{\text{cav}} / v_{\parallel 0} = (\omega - \omega_H^{(0)}) L_{\text{cav}} / v_{\parallel}^{(0)}, \qquad (9a)$$

$$(\omega - \omega_H^{(0)}) L_{\text{cav}} / v_{\parallel}^{(0)} = (\omega - \omega_H^{(-)}) L_{\text{cav}} / v_{\parallel}^{(-)}.$$
(96)

Е.В. Засыпкин, И.Г. Гачев

Из (9а) и (9б) найдем выражения для частоты генерации в виде

$$\omega = \frac{\omega_{H0} v_{\parallel}^{(0)} - \omega_{H}^{(0)} v_{\parallel 0}}{v_{\parallel}^{(0)} - v_{\parallel 0}},$$
(10a)

$$\omega = \frac{\omega_H^{(-)} v_{\parallel}^{(0)} - \omega_H^{(0)} v_{\parallel}^{(-)}}{v_{\parallel}^{(0)} - v_{\parallel}^{(-)}}.$$
(106)

Приравнивая (10а) и (10б), получаем

$$\frac{\omega_{H}^{(-)}}{\omega_{H}^{(0)}} = \frac{v_{\parallel}^{(-)}}{v_{\parallel 0}} + \frac{1 - v_{\parallel}^{(-)} / v_{\parallel}^{(0)}}{1 - v_{\parallel}^{(0)} / v_{\parallel 0}} \left(1 - \frac{\omega_{H0}}{\omega_{H}^{(0)}} \frac{v_{\parallel}^{(0)}}{v_{\parallel 0}}\right). \tag{11}$$

Принимая во внимание, что $\omega_H = eH/(mc)$, а $v_{\parallel} = \gamma v$, где v — полная скорость электронов, из (11) находим отношение магнитных полей, соответствующих центрам зон генерации с частотой 9180÷9190 МГц на рис. 4*б*, в виде

$$\frac{H^{(-)}}{H^{(0)}} = \frac{\gamma^{(-)}}{\gamma_0} + \frac{1 - \gamma^{(-)} / \gamma^{(0)}}{1 - \gamma^{(0)} / \gamma_0} \left(1 - \frac{H_0}{H^{(0)}} \frac{\gamma^{(0)}}{\gamma_0}\right).$$
(12)

Подставляя измеренные в эксперименте значения $H_0 = 7,38$ отн. ед., $\gamma_0 = 0,44$, $\gamma^{(0)} = 0,41$, $\gamma^{(-)} = 0,25$ (см. рис. 3, 4*a* и б) и полагая $H^{(0)} = 7,54$ отн. ед. из (12) получаем, что $H^{(-)}/H^{(0)} = 1,06$. Экспериментальное значение этого отношения составляет 1,013.

Таким образом, рассчитанное при достаточно грубых предположениях 1–4 относительное расположение центров зон генерации по магнитному полю с удовлетворительной точностью совпадает с измеренным в эксперименте.

Из расчётов следует, что выделенные в электронном потоке фракции возбуждают высокочастотные колебания в выходном резонаторе независимо друг от друга, причём зона генерации, лежащая в области бо́льших магнитных полей ($\Delta H \approx 7,57 \div 7,68$ отн. ед.), соответствует самовозбуждению в резонаторе моды $\text{TE}_{0\,1\,1}$ потоком замедленных электронов, а зона, находящаяся в меньших магнитных полях ($\Delta H \approx 7,52 \div 7,57$ отн. ед.), отвечает самовозбуждению той же моды остатком основного пучка.

Две другие зоны генерации, расположенные в области $\Delta H_0 \approx 7,37 \div 7,51$ отн. ед., соответствуют, по-видимому, самовозбуждению обоими пучками моды TE_{011} в конусном переходе от резонатора к выходному волноводу расширенного сечения, который находится в спадающем магнитном поле.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследованы функции распределения электронов по продольным скоростям в реальных (немоделированных) режимах работы электронной пушки двухрезонаторного гироклистрона. Показано, что с ростом параметра перемагничивания пучка α функция распределения плавно трансформируется от квазигауссовой до многогорбой. Основной причиной такой эволюции является резонансное воздействие на электронный пучок низкочастотных колебаний пространственного заряда, накапливающегося в ловушке между катодом и магнитной пробкой. На стадии развитой неустойчивости электронный поток модулирован по плотности и представляет собой последовательность электронных сгустков с сильно отличающимися продольными скоростями.

Экспериментально показано, что максимум КПД гироклистрона реализуется при некотором $\alpha = \alpha_{opt}$, когда функция распределения по продольным скоростям является уже не квазигауссовой, но всё ещё имеет только один экстремум. При большем параметре перемагничивания ($\alpha > \alpha_{opt}$) эффективность гироклистрона резко падает, что связано с модуляцией по плотности электронного пучка под действием переменных полей продольных колебаний пространственного заряда в ловушке.

В режимах с многогорбой функцией распределения выделенные в электронном потоке фракции возбуждают высокочастотные колебания в выходном резонаторе независимо друг от друга в виде отдельных зон генерации по магнитному полю, имеющих одинаковую частоту, которая совпадает с «горячей» частотой выходного резонатора. При этих предположениях в рамках упрощённой модели пучка рассчитано положение зон генерации по магнитному полю. Результаты расчётов с достаточной точностью совпадают с экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (тема 0035-2019-0001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Засыпкин Е.В. // Вакуумная СВЧ электроника. Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2002. С. 77–86.
- Antakov I. I., Zasypkin E. V., Sokolov E. V., et al. // 18th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves. 6–10 September 1993, Colchester, UK. P. 338–339.
- Danly B. G., Blank M., Calame J. P., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000, V. 28, No. 3, P. 713– 725. https://doi.org/10.1109/27.887710
- 4. Антаков И.И., Гачев И.Г., Засыпкин Е.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 3. С. 185–194.
- 5. Засыпкин Е.В., Гачев И.Г., Антаков И.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 5. С. 341–350.
- 6. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 1. С. 141–149.
- Антаков И. И., Гинцбург В. А., Засыпкин Е. В., Соколов Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 8. С. 1196–1200.
- 8. Tsimring Sh. E. Electron beams and microwave vacuum electronics. Hoboken : Wiley-Interscience, 2007. 573 p.
- 9. Засыпкин Е.В., Моисеев М.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 10. С. 1321–1334.
- 10. Мануилов В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 10. С. 1–8.
- 11. Мануилов В. Н., Полушкина С. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 795–803.
- Yan R., Antonsen T. M., Nusinovich G.S. // IEEE Trans. Plasma Science. 2010. V. 38, No. 6. P. 1178–1184. https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2045160
- Louksha O. I., Piosczyk B., Sominsky G. G., et al. // IEEE Trans. Plasma Science. 2006. V. 34, No. 3. P. 502–511. https://doi.org/10.1109/TPS.2006.875779
- Лукша О. И., Самсонов Д. Б., Соминский Г. Г., Семин С. В. // Журн. техн. физ. 2013. Т. 83, № 5. С. 132–140.
- Antakov I. I., Zasypkin E. V., Moiseev M. A., Sokolov E. V. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1994. V. 15, No. 5. P. 873–887. https://doi.org/10.1007/BF02096582
- Kuftin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., et al. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1999.
 V. 20, No. 3. P. 361–382. https://doi.org/10.1023/A:10217572113511
- 17. Климов А.В., Мануилов В.Н. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7, № 1, С. 63–69.
- 18. Ергаков В. С., Моисеев М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 1. С. 120–131.

Поступила в редакцию 20 февраля 2020 г.; принята в печать 8 июня 2020 г.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE INFLUENCE OF THE ELECTRON BEAM QUALITY ON THE EFFICIENCY AND SELF-EXCITATION OF A GYROKLYSTRON

E. V. Zasypkin and I. G. Gachev

We study experimentally the functions of electron distribution over longitudinal velocities in actual (non-modeled) operating regimes of a two-cavity gyroklystron. It is shown that as the beam's magnetic compression factor α increases, the distribution function is transformed smoothly from the quasi-Gaussian to a multi-peak one. The main region of this evolution is longitudinal bunching of the beam, which is affected by low-frequency oscillations of the space charge accumulated in the trap between the cathode and the magnetic mirror, with the growing α . At the stage of well-developed instability, the electron beam is a sequency of electron bunches with greatly different longitudinal velocities. It is demonstrate experimentally that the maximum gyroklystron efficiency is achieved at a certain $\alpha =$ $= \alpha_{\rm opt}$, when the function of the electron distribution over longitudinal velocities is not quasi-Gaussian already, but has only one extremum yet. At a greater magnetic compression factor ($\alpha > \alpha_{opt}$), the gyroklystron efficiency decreases sharply, which is connected with the modulation of the electron beam density. In the regimes with the multi-peak distribution function, the bunches, which are isolated in the electron beam, excite high-frequency oscillations in the output cavity independently of each other as individual generation zones with respect to the magnetic field that have identical frequencies coinciding with the cavity frequency. The results of calculating the positions of the generation zones with respect to the magnetic field coincide with the experimental data with sufficient accuracy.