

УДК 537.862+621.373.423

ВОЗМОЖНОСТЬ ЭФФЕКТИВНОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В НИЗКОВОЛЬТНЫХ ГИРОТРОНАХ НА ВТОРОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ГАРМОНИКЕ

*Р. Бен Моше*¹, *В. Л. Братман*^{1,2}, *Н. А. Завольский*², *Ю. К. Калынов*², *А. Э. Федотов*^{2*},
*М. Эйнат*¹

¹ Ариэльский университет, г. Ариэль, Израиль,

² Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Несмотря на высокие теоретические значения электронного коэффициента полезного действия субтерагерцевых гиротронов, работающих на циклотронных гармониках при низких рабочих напряжениях, достижение такими приборами приемлемой мощности выходного излучения сталкивается со значительными трудностями, связанными с конкуренцией мод, необходимостью создания электронного пучка с большим током, высокими омическими потерями в стенках и изготовлением резонаторов с необходимой точностью. Для решения указанных проблем детально проанализированы варианты низковольтных гиротронов с традиционным резонатором и недавно предложенной разновидностью секционированного резонатора, а также дан расчёт электронно-оптической системы для них. Показано, что при достижении микронной точности изготовления резонаторов при низком рабочем напряжении (5 кВ) возможно получение выходных значений коэффициента полезного действия до 5 % и мощности до 100 Вт на частотах около 0,4 ТГц и выше на второй циклотронной гармонике.

ВВЕДЕНИЕ

Для приложений в спектроскопии, диагностике различных сред и других областях науки и техники в настоящее время востребованы непрерывные субтерагерцевые источники с мощностью излучения порядка $1 \div 100$ Вт [1–6]. Такой уровень мощности трудно достигнуть в электровакуумных приборах с медленными волнами, но в то же время он намного ниже предельных возможностей гиротронов. Более того, в гиротронах такая мощность может быть в принципе получена даже при сравнительно низких рабочих напряжениях — вплоть до $1 \div 5$ кВ [7–10]. Использование низких напряжений позволяет не только существенно упростить источники питания гиротронов, но и обуславливает более важные дополнительные преимущества, связанные с узкой полосой генерации, что благоприятно для селективного возбуждения рабочей моды в неизбежно сверхразмерной электродинамической системе высокочастотного гиротрона. Слабая критичность к разбросу скоростей электронов позволяет также работать на высоких продольных модах резонатора гиротрона и осуществлять сравнительно плавную и широкополосную перестройку частоты излучения при изменении магнитного поля и/или рабочего напряжения, переходя от одной рабочей продольной моды к другой [11–14]. Возможности низковольтных гиротронов рассматривались теоретически для первых трёх циклотронных гармоник в работе [8]. В экспериментах на основном циклотронном резонансе была продемонстрирована возможность генерации при снижении рабочего напряжения до 3,5 кВ [7] и 1,5 кВ [10]. В данной статье в развитие теоретических результатов [8] будет более детально исследована возможность реализации и повышения энергетических возможностей гиротронов среднего уровня мощности на второй циклотронной гармонике, для которых при той же частоте излучения величина рабочего магнитного поля вдвое ниже, чем на основном циклотронном резонансе. Мы проанализируем причины, которые значительно

* fedotov@appl.sci-nnov.ru

снижают мощность низковольтных гиротронов на второй гармонике, и исследуем один из методов повышения мощности выходного излучения. Он основан на использовании предложенного в статьях [15–17] секционированного цилиндрического резонатора с расширением (ступенькой) в средней части вместо традиционного резонатора гиротрона. В секционированном резонаторе даже при очень большой полной длине могут быть обеспечены высокие полезные дифракционные потери в канал вывода излучения и, соответственно, сравнительно низкие омические потери в стенках по сравнению с традиционным резонатором, что позволяет рассчитывать на повышение мощности излучения.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С МАЛОЙ ЭНЕРГИЕЙ С РЕЗОНАНСНЫМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

Действие гиротронов основано на релятивистском эффекте — зависимости циклотронной частоты электронов $\omega_c = eH_0/(mc\gamma)$ от их энергии $mc^2\gamma$, где e — элементарный заряд, m — масса покоя электрона, c — скорость света в вакууме, γ — релятивистский фактор. Связанная с этим неизохронность циклотронного вращения частиц, движущихся по винтовым траекториям в однородном магнитном поле H_0 , приводит к возможности их фазовой (азимутальной) группировки в условиях циклотронного резонанса с волной частоты ω на основной ($s = 1$) или высокой ($s > 1$) циклотронной гармонике:

$$\omega \approx s\omega_c, \quad s = 1, 2, \dots \quad (1)$$

При низких напряжениях релятивистская неизохронность вращения частиц мала и поэтому изменение энергии их вращательного движения приводит к сравнительно малому изменению циклотронной частоты $|\Delta\omega_c| \sim (\beta_{\perp 0}^2/2)\omega_{c0}$. Тем не менее в таких условиях эффективная группировка частиц по фазам и последующий отбор энергии от образовавшихся электронных сгустков могут быть обеспечены за счёт увеличения числа циклотронных вращений частиц за время их пролёта через пространство взаимодействия $T = L/(\beta_{\parallel 0}c)$. Здесь $\beta_{\perp 0}$ и $\beta_{\parallel 0}$ — начальные значения вращательной и поступательной скоростей электронов, нормированные на скорость света c , соответственно, L — длина пространства взаимодействия электронов с волной, ω_{c0} — начальное значение циклотронной частоты. Условия эффективной генерации выполняются при достаточно большом параметре инерционной группировки частиц [18, 19]

$$\mu = \pi \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{\parallel 0}} \frac{L}{\lambda}, \quad (2)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны. Оптимальная величина μ зависит от продольной структуры поля резонатора и номера резонансной циклотронной гармоники. В частности, для второй гармоники $\mu_{\text{opt}} \sim 20$ для структуры поля, близкой к гауссовому распределению, а также к структуре поля в традиционном гиротронном резонаторе [18]. Для получения указанных выше значений мощности выходного излучения при низких рабочих напряжениях необходимо сформировать электронный пучок с относительно большим током и в то же время с малыми разбросами как положений ведущих центров по радиусу пучка, так и скоростей электронов. Из-за эффектов пространственного заряда поступательная скорость частиц в таком пучке не может быть значительно меньше их вращательной скорости: $\beta_{\parallel 0} \sim \beta_{\perp 0}$. Поэтому для интересующих нас низких значений рабочего напряжения, порядка 5 кВ оптимальная длина резонатора должна быть очень большой: $L \sim (30 \div 50)\lambda$.

Для винтового пучка с малыми энергиями частиц взаимодействие электронов с резонансной волной на гармониках $s > 1$ является, вообще говоря, намного более слабым, чем на основном

циклотронном резонансе $s = 1$. Поэтому для работы на высоких гармониках требуются большие напряжённости сверхвысокочастотных полей, что приводит к необходимости повышения добротности электродинамической системы и электронного тока, а также и длины резонаторов по сравнению со случаем основного циклостронного резонанса. Для получения необходимой мощности выходного излучения при низких рабочих напряжениях необходимо также сформировать электронный пучок с относительно высоким током и в то же время с малыми разбросами как положений ведущих центров по радиусу пучка, так и скоростей электронов.

Кроме того, для работы на гармониках необходим значительно более тщательный выбор рабочей моды, для которой амплитуда резонансного полевого мультиполя, а также импеданс взаимодействия с электронами в месте инжекции пучка достаточно велики и, одновременно, импедансы взаимодействия даже со сравнительно удалёнными модами, резонансными с основной гармоникой, достаточно малы.

2. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДЛИННЫХ ТРАДИЦИОННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Понижение рабочего напряжения в гиротронах приводит к значительному ограничению достижимого электронного тока пучка и необходимости использования длинных резонаторов для возможности сравнительно эффективной работы на циклостронных гармониках. Длинные резонаторы традиционной формы имеют вид участка цилиндрического волновода, который ограничен за пределами для рабочей волны сужением на катодном конце и расширением, служащим для дифракционного вывода излучения, на коллекторном конце. Хорошо известно [18–20], что уже в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн величина «полезной» дифракционной добротности Q_d в таких резонаторах очень велика и может значительно превышать омическую добротность Q_{ohm} . Действительно, дифракционная добротность может быть оценена с помощью известной формулы

$$Q_d = 4\pi \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{1 - |R|}, \quad (3)$$

в которой $4\pi(L/\lambda)^2 = (\omega L/v_{gr})$ — так называемая минимальная дифракционная добротность отрезка волновода с длиной L , v_{gr} — групповая скорость волны в волноводе, R — коэффициент отражения волны от коллекторного конца резонатора, зависящий от длины цилиндрической части резонатора и углов наклона конических участков на катодном и коллекторном концах. При достаточно большой длине, $L = (30 \div 50)\lambda$, при которой для выбранного напряжения и пичч-факторе $g = \beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0} \sim 1$ может быть превышен стартовый ток и параметр инерционной группировки μ достигает значений, близких к оптимальным, частота рабочей волны близка к частоте отсечки для цилиндрической части резонатора. В результате групповая скорость волн v_{gr} , образующих поле резонатора, очень мала по сравнению со скоростью света, а коэффициент отражения даже от малой неоднородности на коллекторном конце очень близок к единице. Соответственно, в формуле (3) велика не только минимальная добротность, но и фактор, обусловленный отражением волны от концов резонатора. Из формулы (3) и детальных расчётов следует, что даже при малых углах раскрытия выходного конического участка дифракционная добротность традиционного резонатора принимает очень большие значения, $Q_d > 5 \cdot 10^4$.

Омическая добротность моды TE_{mp} традиционного цилиндрического резонатора гиротрона определяется формулой

$$Q_{ohm} = (a/\delta) (1 - m^2/v_{mp}^2), \quad (4)$$

в которой a — радиус резонатора, $\delta = \sqrt{c\lambda/\sigma}/(2\pi)$ — глубина скин-слоя и v_{mp} — p -й положи-

тельный корень уравнения $J'_m(\nu_{mp}) = 0$ соответственно, σ — проводимость стенок резонатора, $J'_m(\xi)$ — производная функции Бесселя I рода m -го порядка. Для интересующего нас диапазона частот, $f \geq 0,2$ ТГц, обычно для оценок используется значение проводимости, в два-пять раз меньшее проводимости меди при постоянном токе. При ограниченной величине рабочего тока даже для резонаторов со сравнительно большим радиусом цилиндрической части омическая добротность, как правило, не превышает величину $Q_{\text{ohm}} \sim 10^4$.

В условиях, когда дифракционная добротность длинного традиционного резонатора во много раз превышает его омическую добротность, лишь малая часть мощности излучения электронов выводится из гиротрона.

После этих хорошо известных общих замечаний проанализируем конкретный пример низковольтного субтерагерцевого гиротрона на второй циклотронной гармонике с традиционным резонатором. Согласно расчётам [8], для этого прибора в принципе возможна весьма эффективная генерация с частотой излучения 395 ГГц на второй гармонике даже при напряжении $U \leq 5$ кВ. В качестве рабочей рассматривается мода $TE_{1,6}$ традиционного резонатора с длиной цилиндрической части 25 мм, углами входного и выходного конусов 3° и омической добротностью $Q_{\text{ohm}} = 10\,000$, который возбуждается электронным пучком с током 0,5 А, питч-фактором $g = 1,4$ и радиусом ведущих центров $R_b = 0,22$ мм, соответствующим первому радиальному максимуму функции $J_1^2(\omega R_e/c)$, ответственной за величину импеданса взаимодействия электронов с волной. Однако более подробный анализ показывает, что генерация на моде $TE_{1,6}$ трудно реализуема из-за опасности паразитного возбуждения на основном циклотронном резонансе встречной волны $TE_{1,3}$ (в режиме гиротронной лампы обратной волны), а также из-за трудностей создания электронного пучка с малым радиусом инжекции R_b (см. раздел 4). В этой ситуации можно обеспечить лишь во много раз меньшую мощность излучения, чем предсказывают расчёты [8].

Рассмотрим вариант гиротрона с резонатором той же длины, 25 мм ($L = 32,9\lambda$), но с другой рабочей модой, $TE_{6,2}$. При токе 0,5 А в области генерации этой моды выполнены стартовые условия также и для возбуждения паразитной моды $TE_{1,2}$ в режиме гиротронной лампы обратной волны на основном циклотронном резонансе (рис. 1). Однако в условиях значительного превышения стартового тока для рабочей моды и лишь небольшого превышения для паразитной моды следует ожидать устойчивой генерации рабочей моды на второй циклотронной гармонике [21–23].

Кроме того, максимуму импеданса этой моды соответствует значительно больший радиус ведущего центра частиц, $R_b = 0,64$ мм, что делает возможным получение электронного пучка с рабочим напряжением 5 кВ, током 0,5 А, питч-фактором $g = 1,4$ и разбросом скоростей менее 20% (см. расчёт в разделе 4). Такой пучок способен селективно возбуждать традиционный резонатор с указанными выше параметрами с высоким электронным коэффициентом полезного действия (КПД). Однако из-за слишком высокой дифракционной добротности, $Q_d = 89\,000$, и низкой омической добротности, $Q_{\text{ohm}} = 5\,800$, потери в стенках резонатора очень велики. Расчёт гиротрона в приближении нефиксированной структуры поля с учётом влияния электронного пучка на частоту и продольную структуру излучения даёт для выходных значений КПД и мощности значения 3,3% и 83 Вт соответственно (рис. 2).

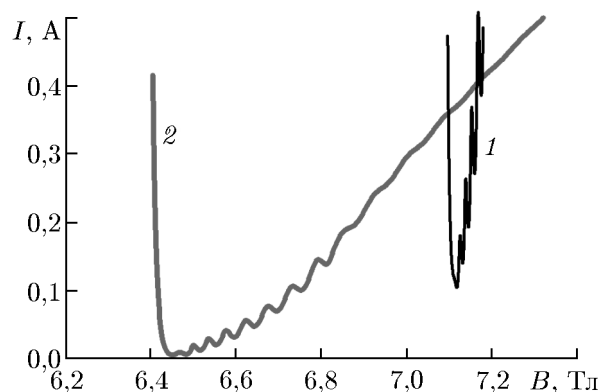


Рис. 1. Графики зависимостей стартовых токов I моды $TE_{6,2}$ на второй гармонике (линия 1) и паразитной моды $TE_{1,2}$ на основном циклотронном резонансе (2) от рабочего магнитного поля B

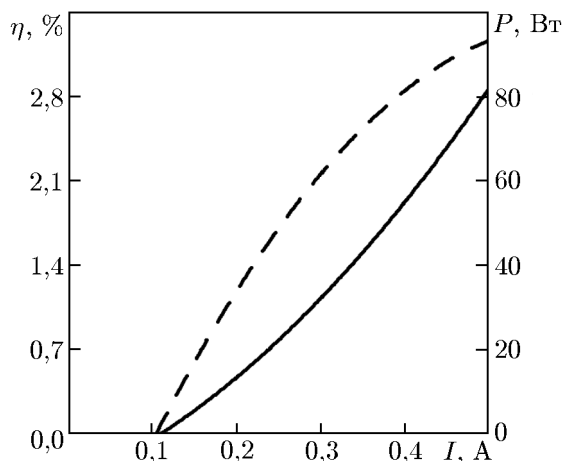


Рис. 2. Зависимости мощности выходного излучения P (сплошная линия) и КПД η (штриховая линия) низковольтного гиротрона на второй гармонике с традиционным резонатором и рабочей волной $TE_{6,2}$ от тока (длина цилиндрической части резонатора 25 мм, углы раскрыва катодного и коллекторного конусов 3°)

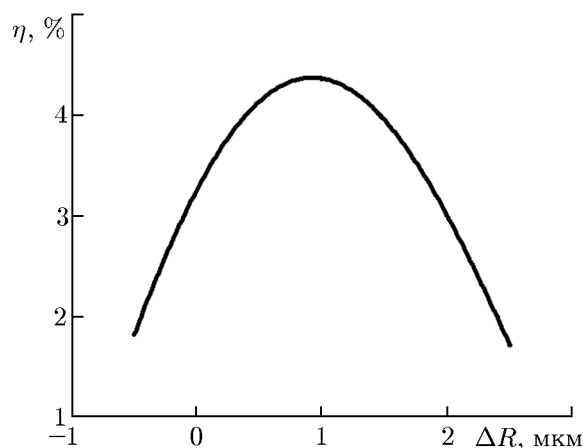


Рис. 3. Влияние неточности (конусности) изготовления резонатора на КПД генерации

Следует отметить, что согласно расчёту рассмотренный генератор оказывается очень критичным к неточностям изготовления резонатора ΔR : допустимая обратная конусность в его цилиндрической части оказывается всего порядка 0,5 мкм из-за значительного увеличения дифракционной добротности резонатора. Расширение резонатора в сторону выхода повышает КПД до 4,3% при увеличении радиуса на $\Delta R = 1$ мкм на выходе резонатора, что соответствует очень малой конусности с наклоном всего около $0,14''$ (рис. 3).

В следующем разделе будет исследована возможность повышения выходных значений КПД и мощности гиротрона на второй гармонике с указанными параметрами электронного пучка за счёт использования вместо традиционного резонатора предложенного в работах [15–17] осесимметричного секционированного резонатора с расширением (ступенькой) в средней части его цилиндрической области.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НИЗКОДОБРОТНОГО СЕКЦИОНИРОВАННОГО РЕЗОНАТОРА: ВОЗМОЖНОСТЬ СНИЖЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ И ПОВЫШЕНИЯ КПД ГЕНЕРАЦИИ

Гиротрон с секционированной электродинамической системой в виде двух связанных резонаторов (гиротрон со связанными резонаторами, ГСР) был предложен М. И. Петелиным и исследован теоретически для генераторов миллиметрового диапазона длин волн в работах [24, 25] для случая связи через узкий волновод, запердельный для рабочей моды. Для терагерцовых гиротронов на гармониках в работах [15–17, 26, 27] было предложено использовать секционированные резонаторы с относительно широким волноводом связи для снижения омических потерь в стенках длинного резонатора.

При одной и той же полной длине дифракционная добротность секционированного осесимметричного резонатора ГСР, состоящего из двух цилиндрических участков с одинаковым радиусом и отрезка расширенного волновода между ними, может быть во много раз меньше добротности

регулярного резонатора [15, 16, 25]. Действительно, на частоте, близкой к критической частоте узких участков, секционированная система представляет собой два резонатора, электродинамически связанных через расширение. Продольное распределение основной моды в такой системе близко к структуре моды с одной или менее аркой синусоиды в резонаторах, где продольное волновое число мало, и моде с вариациями намного меньшего периода в промежуточной широкой части волновода, где групповая скорость волны во много раз больше, чем в резонаторах. Поэтому промежуточная широкая часть резонатора вносит малый вклад в дифракционную добротность секционированного резонатора, которая определяется главным образом сравнительно короткими резонаторными секциями и может быть намного меньшей, чем у регулярного резонатора с той же длиной.

Гиротрон со связанными резонаторами представляет, по существу, гироклистрон с обратной связью [25, 15], в котором в простейшем случае модуляция и энергоотбор происходят в резонансном для электронов поле входного и выходного резонаторов соответственно, а инерционная группировка частиц — в промежутке между ними (в пространстве дрейфа), где быстро меняющееся в продольном направлении поле является нерезонансным для частиц (при коротком пространстве дрейфа группировка начинается в первом резонаторе и продолжается во втором). Как и в обычных клистронах, подобная структура поля может быть весьма благоприятной для получения высокого электронного КПД [25, 15, 16]. Таким образом, использование секционированного резонатора позволяет сохранить полную длину, на которой происходят модуляция резонансным полем, инерционная группировка в нерезонансном поле и энергообмен электронов с резонансным полем, и в то же время при её использовании можно во много раз снизить дифракционную добротность и тем самым радикально уменьшить долю омических потерь и повысить выходной КПД генератора.

В работах [15, 16, 26, 27] исследован случай относительно большого расширения, при котором в волноводе связи волна распространяется с групповой скоростью порядка скорости света (под малым бриллюэновским углом), что приводит к низким омическим потерям волны в пространстве дрейфа. Однако в такой системе может возникнуть опасность паразитной генерации и/или паразитной трансформации в моды с отличным от рабочего радиальным индексом. В то же время в статье [17] рассмотрена более простая возможность использования расширения с перепадом диаметра волновода, во много раз меньшим длины волны, когда указанные выше паразитные эффекты значительно менее опасны. В этом случае групповая скорость волны в пространстве дрейфа значительно меньше скорости света, но всё же во много раз больше, чем в резонаторах. Большой перепад групповой скорости (показателя преломления волны) позволяет получить благоприятную структуру поля нормальных волн в секционированном резонаторе и снизить дифракционную добротность во много раз по сравнению с добротностью регулярного резонатора с той же длиной.

Рассмотрим ГСР на второй гармонике с частотой 395 ГГц, который рассчитан на параметры, использованные в предыдущем разделе: рабочее напряжение 5 кВ, ток пучка 0,5 А, среднее значение пич-фактора частиц 1,4, радиус ведущих центров $R_b = 0,64$ мм, разброс поперечных скоростей 20 %, рабочей является поперечная мода $TE_{6,2}$ с омической добротностью $Q_{ohm} = 5800$.

Структура поля и дифракционная добротность низших нормальных мод в ГСР может меняться в очень широких пределах при вариации соотношения длин связанных резонаторов и расширения. С точки зрения теории связанных колебаний, изменение соотношения длин и/или радиусов парциальных резонаторов ведёт к разному $\Delta\omega$ их комплексных частот, а изменение радиуса расширения — к изменению коэффициентов отражения парциальных бегущих волн и, следовательно, к изменению коэффициента связи колебаний в парциальных резонаторах, а также парциальных частот резонаторов. Вариация длины расширения L_d также сильно влияет на

отражение волн. Так, например, если на этой длине укладывается целое число продольных полуволн,

$$h_d L_d = n\pi, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (5)$$

где h_d — продольное волновое число в широком волноводе, то в пренебрежении трансформацией волн малое расширение (ступенька) является прозрачным (неотражающим) для нормальной волны. Соответственно, амплитуды волн в конце первого резонатора (с длиной L_1) и начале второго резонатора (с длиной L_2) близки друг к другу, а структура поля в резонаторах подобна разнесённым кускам разрезанной структуры моды резонатора суммарной длины $L_1 + L_2$ с высокочастотным пространственным заполнением между этими кусками. Если же длина расширения отличается от (5) на четверть длины волны,

$$h_d L_d = n\pi + \pi/2, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (6)$$

то при достаточно большой длине резонаторов возможно сильное отражение даже от очень малой ступеньки. Тогда амплитуды колебаний в конце первого и начале второго резонаторов, а также внутри расширения малы по сравнению с максимумом поля. Отношение коэффициента связи колебаний в резонаторах к разному комплексных частот определяет основной параметр секционированной системы — связанность колебаний [25]. В свою очередь, связанность определяет разнос нормальных частот и распределение поля. Для эффективного взаимодействия электронов с полем, как правило, целесообразно использовать распределение поля с амплитудой в первом (модулирующем) резонаторе, в несколько раз меньшей амплитуды во втором (отбирающем энергию) резонаторе. Таким распределениям поля соответствует относительно небольшая связанность колебаний.

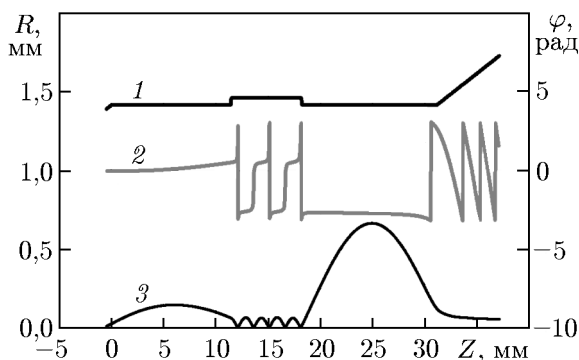


Рис. 4. Профиль $R(Z)$ секционированного резонатора (линия 1) с близкими по длине секциями ($L_1 = 11,4$ мм, $L_2 = 12,9$ мм), связанными коротким участком расширенного волновода ($L_d = 6,8$ мм), продольные распределения фазы φ (2) и амплитуды (выражена в относительных единицах; 3) высокочастотного поля

Были рассмотрены различные варианты низковольтных ГСР на второй циклотронной гармонике. Для нескольких вариантов ГСР с большой полной длиной системы, обеспечивающей возбуждение колебаний при токе меньше 0,5 А, получены благоприятные продольные распределения поля и относительно низкие значения дифракционной добротности Q_d , а также сравнительно высокие значения выходных значений КПД и мощности излучения.

1) Для ГСР с длинными и близкими по длине резонаторами с $L_1 = 11,4$ мм и $L_2 = 12,9$ мм (около 15λ и 17λ соответственно) и одинаковыми радиусами введение короткого расширения между ними с $L_d = 6,8$ мм ($h_d L_d \approx 3,5\pi$) (рис. 4) позволяет получить очень благоприятную структуру поля одной из нормальных волн и, благодаря снижению доли омических потерь, увеличить выходные значения КПД и мощности излучения почти в два раза по сравнению с рассмотренным традиционным резонатором. При полной длине системы $L = 31,1\lambda$ её дифракционная добротность $Q_d = 13\,800$ оказывается значительно меньше дифракционной добротности традиционного резонатора с той же длиной, $Q_d = 88\,300$, а выходные значения КПД и мощности превышают 5% и 140 Вт соответственно, даже при указанном значении разброса скоростей частиц (рис. 5).

Необходимо подчеркнуть, что в силу малого разброса парциальных частот этот вариант оказывается очень критичным к разности диаметров резонаторов, которая может быть обусловлена

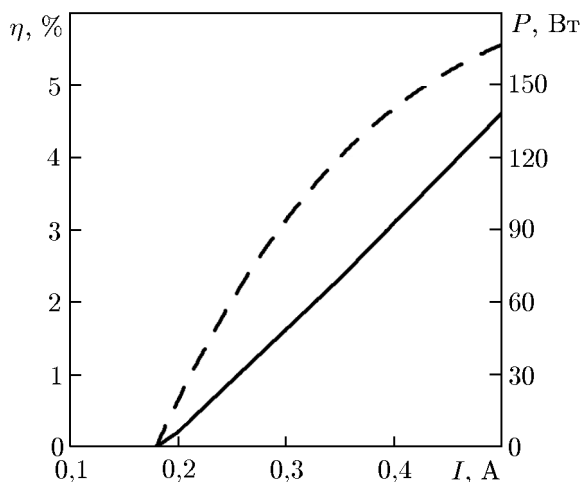


Рис. 5. Графики зависимостей выходных значений КПД (штриховая линия) и мощности (сплошная линия) для гиротрона с секционированным резонатором для рабочей моды $TE_{6,2}$ ($L_1 = 11,4$ мм, $L_2 = 12,9$ мм, $L_d = 6,8$ мм)

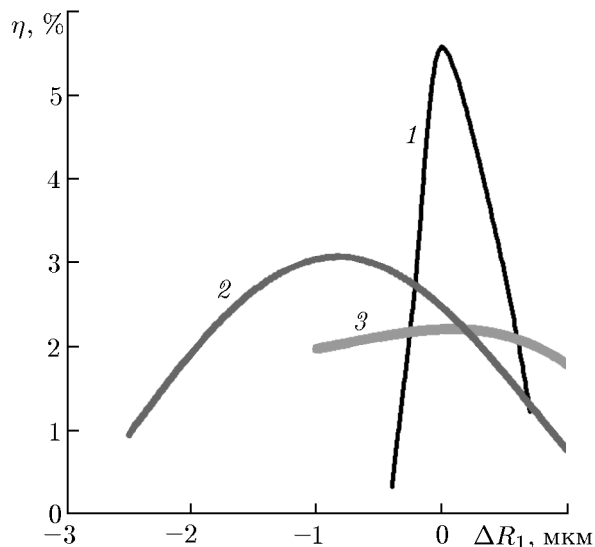


Рис. 6. Изменение КПД для вариантов 1, 2 и 3 гиротрона со связанными резонаторами при изменении радиуса первого резонатора ΔR_1

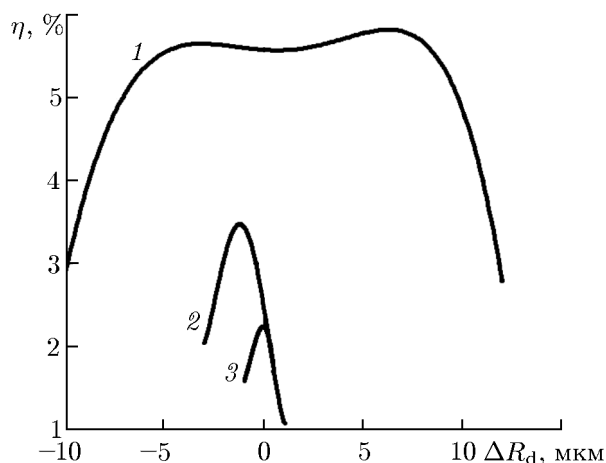


Рис. 7. График зависимости КПД для вариантов 1, 2 и 3 гиротрона со связанными резонаторами от изменения ΔR_d радиуса расширения между резонаторами

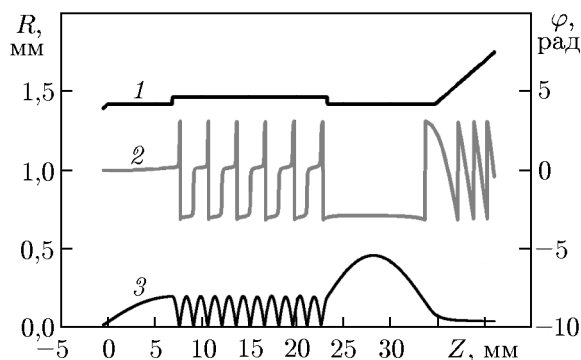


Рис. 8. Профиль $R(Z)$ секционированного резонатора (линия 1) с укороченными и сильно отличающимися по длине секциями ($L_1 = 6,8$ мм, $L_2 = 11,4$ мм), связанными длинным участком расширенного волновода ($L_d = 16,5$ мм), продольные распределения фазы φ (2) и амплитуды (выражена в относительных единицах; 3) высокочастотного поля

неточностью изготовления секционированной системы (рис. 6). В то же время следует отметить малую критичность этого варианта к неточности изготовления короткого расширения между резонаторами (рис. 7).

2) Система с более короткими резонаторами (рис. 8), длины которых значительно отличаются друг от друга, $L_1 = 6,8$ мм (9λ) и $L_2 = 11,4$ мм (15λ), и которые связаны длинным «прозрачным»

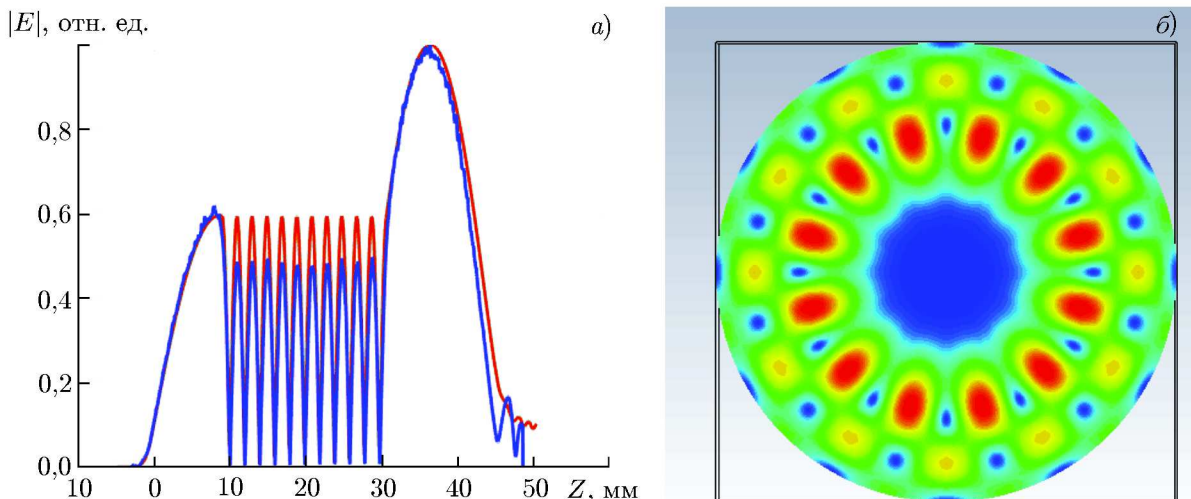


Рис. 9. Сравнение продольных распределений поля в «холодном» секционированном резонаторе, найденных из уравнения неоднородной струны (красная линия) и с использованием кода «Microwave Studio» (синяя линия) (а), а также поперечная структура поля моды $TE_{6,2}$ (б)

расширением с $L_d = 16,5$ мм ($21,7\lambda$), при большей полной длине системы, около 46λ , имеет более низкую дифракционную добротность $Q_d = 8400$. Для тока $0,5$ А выходные значения КПД и мощности в этом случае оказываются меньшими, чем для предыдущего резонатора: $2,5\%$ и 62 Вт соответственно. Однако благодаря большому разному парциальных частот резонаторов эта система менее чувствительна к разности диаметров резонаторов (рис. 6); в то же время она более критична к изменению радиуса расширения (рис. 7).

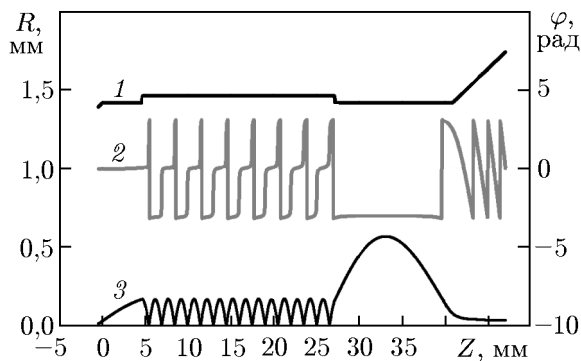


Рис. 10. Профиль $R(Z)$ секционированного резонатора (линия 1) с коротким ($L_1 = 4,6$ мм) первым и длинным ($L_2 = 13,7$ мм) вторым резонаторами, связанными участком расширенного волновода с длиной $L_d = 22,5$ мм, распределения фазы φ (2) и амплитуды (выражена в относительных единицах; 3) высокочастотного поля

очень большой полной длине, более 53λ , эта система (рис. 10) имеет сравнительно большую дифракционную добротность, $Q_d = 14500$, и небольшие выходные значения КПД и мощности: $2,2\%$ и 55 Вт соответственно. Она обладает малой критичностью к разности радиусов резонаторов и сильной критичностью к изменению радиуса расширения (рис. 7).

Для рассматриваемого резонатора продольное распределение поля было найдено также прямым решением уравнений Максвелла с использованием кода «CST Microwave Studio», в результате чего при небольшой коррекции набегу фазы за счёт сокращения пространства дрейфа на $0,1$ мм было получено хорошее совпадение со структурой, найденной из уравнения неоднородной струны в приближении фиксированной структуры поля (рис. 9). Кроме того, этот расчёт подтверждает, что трансформация рабочей моды в моды с другой поперечной структурой очень мала.

3) Ещё менее чувствительной к изменению радиуса резонатора (рис. 6) является система с более коротким первым ($L_1 = 4,6$ мм = 6λ) и длинным вторым ($L_2 = 13,7$ мм = 18λ) резонаторами, связанными «прозрачным» для волны расширением с длиной $L_d = 22,5$ мм ($29,6\lambda$). При

4. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Одним из факторов, существенно ограничивающих возможности значительного снижения напряжения в субтерагерцевых гиротронах на высоких гармониках, является проблема создания и транспортировки винтовых электронных пучков. Особенно существенной эта проблема оказывается для приосевых электронных пучков, которые с точки зрения электронно-волнового взаимодействия являются наиболее привлекательными для работы гиротрона на высоких циклотронных гармониках [28–31, 22]. В приосевых пучках все электроны вращаются вокруг общей оси, совпадающей с осью цилиндрического резонатора. Самое известное преимущество такой конфигурации (так называемый гиротрон с большой орбитой) заключается в её высокой селективности, т. к. электроны при этом взаимодействуют только с модами, у которых азимутальный индекс совпадает с номером циклотронной гармоники. При работе на циклотронных гармониках при низком напряжении ещё более важным становится другое преимущество приосевых пучков — коэффициент взаимодействия с рабочей модой (импеданс) максимален, когда электроны вращаются вокруг оси системы. Благодаря этому взаимодействие электронов с волной на второй гармонике могло бы быть достаточно эффективным даже при низком напряжении. Так, например, гиротрон на моде $TE_{2,5}$ с приосевым пучком был бы способен обеспечить на второй гармонике мощность выходного излучения более 100 Вт на частотах $0,4 \div 0,5$ ТГц при напряжении 5 кВ, токе 0,5 А и пич-факторе 1,4. Однако в предыдущих разделах мы не рассматривали подобные варианты, т. к. убедились, что создание приосевого пучка с такими параметрами оказывается невозможным, в частности из-за наличия начального разброса скоростей частиц. В данном разделе обсуждение возможностей электронно-оптической системы гиротрона удобно начать с описания именно этого варианта.

Относительный разброс начальных поперечных скоростей $v_{\perp 0}$ в винтовом пучке, $\delta = \Delta v_{\perp 0} / v_{\parallel 0}$, складывается из трёх частей [32, 33]:

$$\delta = \sqrt{\delta_e^2 + \delta_p^2 + \delta_s^2}, \quad (7)$$

где δ_e , δ_p и δ_s — величины разброса, вызванные наличием начальных скоростей и разными положениями электронов на эмиттере, а также действием сил пространственного заряда соответственно. Оценим первые два слагаемых под корнем в формуле (7). Разброс, возникающий из-за начальных скоростей, определяется выражением [33]

$$\delta_e \approx \frac{1}{\beta_{\perp}} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{m}} K = \sqrt{\frac{\varepsilon_0(1+g^2)}{eUg^2}}, \quad (8)$$

где K — коэффициент компрессии пучка по площади, U — рабочее напряжение, $\varepsilon_0 = 0,3 \div 0,7$ эВ — начальная энергия частиц при вылете с поверхности эмиттера, связанная с тепловой скоростью и с шероховатостью катода, $\beta_{\perp c}$ — поперечная скорость электронов. Для пушки с каспом магнитного поля, создающей приосевую пучок [34],

$$K = \left(\frac{R_e}{r}\right)^2 = \left(\frac{2\pi R_e}{s\lambda\beta_{\perp}}\right)^2, \quad (9)$$

$$\delta_e \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0(1+g^2)}{eUg^2}} \frac{2\pi R_e}{s\lambda\beta_{\perp}} = AR_e.$$

Здесь R_e — радиус эмиттера, r — ларморовский радиус электрона в резонаторе.

Таблица 1. Параметры электронно-оптической системы гиротрона

Рабочее магнитное поле B , Тл	4,1
Ускоряющее напряжение U , кВ	5
Радиус пучка в резонаторе R_b , мм	0,64
Радиус резонатора R , мм	1,42
Рабочий ток I , А	0,5
Питч-фактор g	1,4
Электрическое поле на катоде E_k , кВ/см	8,5
Компрессия магнитного поля α	30
Наклон эмиттера к оси ψ , градусы	45
Радиус эмиттера R_e , мм	3,5
Зазор катод–анод, мм	7,5
Ширина эмиттера, мм	0,6
Плотность тока эмиссии j_k , А/см ²	3,8
Разброс поперечных скоростей без учёта начальной скорости вылета	5 %
Разброс поперечных скоростей, вызванный начальной скоростью вылета электронов	8 %
Полный разброс поперечных скоростей δ	10 %

слишком большую величину разброса скоростей, $\delta_* = 0,8$, в то время как отражение пучка наступает при намного меньшем допустимом разбросе,

$$\delta_{\text{allow}} = \frac{v_{\perp 0} - \langle v_{\perp 0} \rangle}{\langle v_{\perp 0} \rangle} = \sqrt{1 + g^{-2}} - 1, \quad (14)$$

который при указанных параметрах равен 0,23. Угловые скобки в (14) означают усреднение по частицам.

Аналогичные соображения ограничивают возможности создания и традиционных для гиротронов поливинтовых электронных пучков с малым радиусом ведущих центров электронов, формируемых обычными магнетронно-инжекторными пушками: для получения заданного тока требуется достаточно большая площадь эмиттера, что приводит при малом радиусе пучка в резонаторе к необходимости его сильной компрессии в магнитном поле. В свою очередь, при сильной компрессии вклад начальных скоростей электронов в полный разброс скоростей становится определяющим. Ещё одним отрицательным фактором при создании магнетронно-инжекторных пушек с большой компрессией является малая величина магнитного поля на катоде, что приводит к необходимости снижения напряжённости электрического поля на поверхности эмиттера. В результате последнего фактора влияние полей пространственного заряда в прикатодной области на движение частиц становится очень существенным, что обуславливает сильную чувствительность пушки к изменению тока пучка или геометрических параметров (размеров и положений электродов). Радиус ведущих центров электронного пучка в резонаторе определяется

Разброс δ_p для пушки с каспом может быть оценён с помощью формулы

$$\delta_p \approx d_e/R_e, \quad (10)$$

где d_e — ширина эмитирующего пояса. Учитывая, что площадь эмиттера $S_e = 2\pi R_e d_e$ фиксирована и определяется полным током пучка и плотностью эмиссии, получаем

$$\delta_e \approx \frac{S_e}{2\pi R_e^2}. \quad (11)$$

Тогда минимальная величина суммарного разброса $\delta_* = \sqrt{\delta_e^2 + \delta_p^2}$, равная

$$\delta_* = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{S_e}{\pi R_*^2} = \frac{\sqrt{3}}{R_*} d_*, \quad (12)$$

достигается при радиусе эмиттера

$$R_* = \sqrt[3]{\frac{S_e}{\sqrt{2} \pi A}}. \quad (13)$$

Для гиротрона на второй циклотронной гармонике с частотой 0,5 ТГц с напряжением 5 кВ, током 0,5 А и питч-фактором 1,4 при энергии вылета электронов 0,3 эВ и плотности эмиссии 5 А/см² получаем $R_* = 1,9$ мм, $d_e = 0,85$ мм и

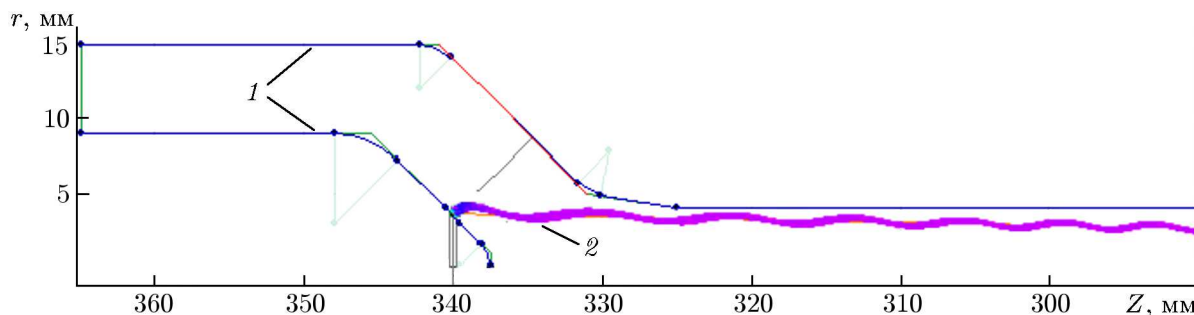


Рис. 11. Геометрия магнетронно-инжекторной пушки (линии 1) и рассчитанные траектории электронов (2); продольная координата Z отсчитывается от начала резонатора

положением первого максимума соответствующей функции Бесселя, причём этот радиус растёт с увеличением порядка функции Бесселя, а эффективность электронно-волнового взаимодействия падает. Оценки показывают, что для гиротрона на второй гармонике с частотой 395 ГГц, напряжением 5 кВ и питч-фактором 1,4 при инжекции в области, соответствующие максимуму функций Бесселя первого или второго порядка (моды с азимутальными индексами 1 и 3 или 0 и 4 соответственно), радиус ведущих центров оказывается слишком малым для формирования электронного пучка с током 0,5 А. Поэтому в разделах 2 и 3 в качестве рабочей выбрана мода $TE_{6,2}$. На основе программы ANGEL-2D [35] для этих вариантов рассчитана двухэлектродная магнетронно-инжекторная пушка (табл. 1), способная формировать ламинарный винтовой пучок (рис. 11) с малым разбросом скоростей частиц (около 10%), величина которого определяется преимущественно начальными скоростями электронов на эмиттере.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно проведённым расчётам гиротроны на второй циклотронной гармонике с частотой излучения до 0,4 ТГц и выше и низким рабочим напряжением, вплоть до 5 кВ, могут обеспечить средний уровень мощности выходного излучения порядка $10 \div 100$ Вт. В принципе, этого можно достичь и при использовании традиционных резонаторов, но более эффективными с точки зрения получения больших выходных значений КПД и мощности могут оказаться секционированные электродинамические системы в виде двух парциальных цилиндрических резонаторов, электродинамически связанных через участок более широкого цилиндрического волновода. Гиротрон с такой электродинамической системой фактически представляет собой гироклистрон с обратной связью, в котором можно создавать разнообразные продольные структуры нормальных мод, имеющих дифракционные добротности и омические потери во много раз меньше, чем в традиционных резонаторах с той же полной длиной. В то же время создание соответствующих электродинамических систем с необходимой микронной точностью представляет непростую технологическую задачу. Следует отметить, что работоспособность системы связанных резонаторов уже была продемонстрирована в экспериментах [26, 27], направленных на повышение эффективности терагерцового гиротрона с большой орбитой [22].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Братман В. Л., Литвак А. Г., Суворов Е. В. // Успехи физ. наук. 2011. Т. 181, № 8. С. 867.
2. Глявин М. Ю., Денисов Г. Г., Запелалов В. Е. и др. // Успехи физ. наук. 2016. Т. 186, № 6. С. 667.

3. Idehara T., Sabchevski S. P. // *J. Infr. Millim. Terahertz Waves*. 2017. V. 38, No. 1. P. 62.
4. Ardenkjaer-Larsen J.-H., Boebinger G. S., Comment A., et al. // *Angewandte Chemie Int*. 2015. V. 54, No. 32. P. 9162.
5. Maly T., Debelouchina G. T., Bajaj V. S., et al. // *J. Chem. Phys.* 2008. V. 128, No. 5. Art. no. 052211.
6. Венедиктов Н. П., Дубров В. В., Запевалов В. Е. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2010. Т. 53, № 4. С. 260.
7. Hornstein M. K., Bajaj V. S., Griffin R. G., Temkin R. J. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2007. V. 35, No. 1. P. 27.
8. Glyavin M. Yu., Zavolskiy N. A., Sedov A. S., Nusinovich G. S. // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20, No. 3. Art. no. 033103.
9. Bratman V. L., Fedotov A. E., Kalynov Yu. K., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2017. V. 45, No. 4. P. 644.
10. Bratman V. L., Fedotov A. E., Fokin A. P., et al. // *Phys. Plasmas*. 2017. V. 24, No. 11. Art. no. 113105.
11. Barnes A. B., Nanni E. A., Hertzfeld J., et al. // *J. Magn. Resonance*. 2012. V. 221. P. 147.
12. Chang T. H., Idehara T., Ogawa I., et al. // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105, No. 6. Art. no. 063304.
13. Bratman V. L., Fedotov A. E., Kalynov Yu. K., et al. // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2017. V. 64, No. 12. P. 5147.
14. Pan S., Du C. H., Qi X. B., Liu P. K. // *Scientific Reports*. 2017. V. 7. P. 7265.
15. Savilov A. V. // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. Art. no. 073503.
16. Bandurkin I. V., Kalynov Yu. K., Savilov A. V. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. Art. no. 073101.
17. Ben Moshe R., Bratman V. L., Einat M. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2015. V. 43, No. 8. P. 2598.
18. Nusinovich G. S. *Introduction to the Physics of Gyrotrons*. Baltimore, MD, USA: The John Hopkins University Press, 2004. 352 p.
19. Нусинович Г. С., Панкратова Т. Б. *Гиротрон*. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 169.
20. Glyavin M. Y., Orarina Y. S., Savilov A. V., Sedov A. S. // *Phys. Plasmas*. 2016. V. 23, No. 9. Art. no. 093108.
21. Запевалов В. Е., Зарницина И. Г., Нусинович Г. С. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1979. Т. 22, № 3. С. 367.
22. Bratman V. L., Kalynov Y. K., Manuilov V. N. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102, No. 24. Art. no. 245101.
23. Bratman V. L., Fedotov A. E., Idehara T. // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. 2001. V. 22, No. 10. P. 1409.
24. Братман В. Л., Эрм Р. Э. // Докл. VII Всес. научной конф. «Электронные приборы СВЧ и области их применения». Томск: Изд-во Томского ун-та, 1972. С. 123.
25. Братман В. Л. Некоторые вопросы теории МЦР большой мощности: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Горький: ГГУ им. Н. И. Лобачевского, 1977. Гл. 2. С. 53.
26. Bandurkin I. V., Kalynov Y. K., Savilov A. V. // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2015. V. 62, No. 7. P. 2356.
27. Бандуркин И. В., Кальнов Ю. К., Савилов А. В. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2015. Т. 28, № 9. С. 770.
28. Irwin K., Destler W. W., Lawson W., et al. // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 69, No. 2. P. 627.
29. McDermott D. B., Luhmann Jr. N. C., Kupiszewski A., Jory H. R. // *Phys. Fluids*. 1983. V. 26, No. 7. P. 1936.
30. Братман В. Л., Кальнов Ю. К., Федотов А. Э. // *ЖТФ*. 1998. Т. 68, № 10. С. 91.
31. Братман В. Л., Кальнов Ю. К., Мануилов В. Н., Самсонов С. В. // *Изв. вузов. Радиофизика*.

2005. Т. 48, № 10–11. С. 823.
32. Цимринг Ш. Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2012. 576 с.
33. Tsimring Sh. E. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 2001. V. 22, No. 10. P. 1 433.
34. Братман В. Л., Калынов Ю. К., Мануилов В. Н., Самсонов С. В. // ЖТФ. 2005. Т. 75, № 12. С. 76.
35. Планкин О. П., Семёнов Е. С. Комплекс программ ANGEL-2DS для моделирования пушки гиротрона: Инструкция для пользователя. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2011. 32 с.

Поступила в редакцию 15 ноября 2017 г.; принята в печать 29 марта 2018 г.

POSSIBILITY OF EFFECTIVE HIGH-FREQUENCY GENERATION IN LOW-VOLTAGE GYROTRONS AT THE SECOND CYCLOTRON HARMONIC

R. Ben Moshe, V. L. Bratman, N. A. Zavolsky, Yu. K. Kalynov, A. E. Fedotov, and M. Einat

Despite the high theoretical values of the electron efficiency of the subterahertz gyrotrons working at cyclotron harmonics at low operating voltages, achievement of acceptable output power levels in such devices is a significant challenge due to mode competition, necessity of producing an electron beam with a high current, high ohmic losses in the walls, and the required high accuracy of cavity manufacturing. To solve these problems, we analyze thoroughly variants of low-voltage with conventional cavities and the recently proposed variety of the sectioned cavity, and present a calculation of the electron-optical system for such cavities. It is shown that by ensuring micrometer accuracy of cavity manufacturing at a low operating voltage (5 kV), it is possible to achieve output efficiencies of up to 5% and a power of up to 100 W at frequencies of about 0.4 THz and higher at the second cyclotron harmonic.