

УДК 621.385.69+537.533.7

ОПТИМИЗАЦИЯ КОЛЛЕКТОРНЫХ СИСТЕМ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ГИРОТРОНОВ С ЭКРАНИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМОЙ

М. В. Морозкин^{1,2*}, *М. Д. Проявин*¹, *В. Н. Мануилов*¹, *М. Ю. Глявин*¹

¹ Институт прикладной физики РАН;

² ЗАО НПП «Гиком», г. Нижний Новгород, Россия

Проведён анализ движения электронного пучка в коллекторе гиротрона с магнитной экранированной системой. Предложены методики оптимизации коллектора в зависимости от ограничений на его поперечный размер. Выполнен расчёт коллекторов технологических гиротронов, способных работать в широком (1,0÷1,8 Тл) диапазоне магнитных полей, что позволяет генерировать излучение на частоте от 24 до 48 ГГц на основном циклотронном резонансе и, соответственно, вплоть до 100 ГГц при возбуждении колебаний на второй гармонике гирочастоты.

ВВЕДЕНИЕ

Современные технологии, такие как получение интенсивных пучков многозарядных ионов [1], изготовление компактных источников нейтронов, предназначенных для бор-нейтронозахватной терапии [2], плазмохимическое выращивание алмазных плёнок и дисков [3], спекание керамических и композитных материалов [4], получение нанопорошков оксидов металлов методом испарения-конденсации [5] и ряд других, требуют источников излучения непрерывного действия с частотой 24÷45 ГГц и мощностью от нескольких единиц киловатт до нескольких десятков киловатт. Указанным требованиям в наиболее полной мере отвечают так называемые технологические гиротроны [6].

подавляющее большинство технологических комплексов на базе гиротронов в качестве магнитных систем используют стандартные «тёплые» (с водяным или масляным охлаждением) электромагниты, имеющие ряд преимуществ, среди которых надёжность, возможность работы с различной ориентацией в пространстве, устойчивость к вибрациям и существенно меньшая по сравнению с криомагнитами стоимость приобретения и обслуживания. Однако с прогрессом технологий и появлением новых прикладных задач повышаются требования к частоте и мощности гиротронов. Наиболее распространённые сверхвысокочастотные (СВЧ) комплексы в настоящее время работают на частотах 24÷28 ГГц на второй гармонике циклотронной частоты, что позволяет пропорционально номеру гармоники снизить рабочее магнитное поле в области взаимодействия электронов с волной. Квадратичная зависимость потребляемой соленоидом мощности от магнитного поля даёт в этом случае выигрыш по энергосбережению в 4 раза. Однако генерация на второй гармонике налагает ряд ограничений на максимально достижимые значения мощности СВЧ излучения, т. к. в режимах с высоким коэффициентом полезного действия и уровнем мощности при перестройке параметров гиротрона легко возбуждаются паразитные моды на первой гармонике [7]. В то же время дальнейшее развитие перечисленных выше технологий требует увеличения мощности СВЧ излучения гиротронных комплексов по крайней мере в несколько раз (до 20÷30 кВт и более) при сохранении коэффициента полезного действия всего комплекса на прежнем уровне.

* morozkin@ipfran.ru

Решение проблемы конкуренции мод резко упрощается при переходе на первую гармонику. При этом, однако, проявляется недостаток «тёплых» соленоидов — большая энергозатратность при высоких полях. В этом случае, как показано в [8–11], для сохранения энергопотребления магнитной системы на прежнем уровне можно использовать магнитоэкранированные системы (МЭС) [12], позволяющие локализовать магнитное поле в области соленоида. Такие системы, однако, резко меняют распределение магнитного поля в области коллектора гиротрона, за область ферромагнитных экранов, делая его неадиабатическим. Поэтому, несмотря на достаточно разнообразные подходы к оптимизации коллекторов гиротронов [13], задача равномерного осаждения мощного электронного пучка на коллектор относительно малого радиуса требует отдельного рассмотрения. Указанный ниже подход проиллюстрирован на примере двух проектов мощных технологических гиротронов с МЭС на первой гармонике циклотронной частоты [14]. Первый из них соответствует гиротрону, предназначенному для работы на фиксированной частоте 28 ГГц, второй — многочастотному гиротрону, способному генерировать излучение в диапазоне 24÷45 ГГц. Оба гиротрона разрабатывались под высоковольтный источник с максимальной мощностью 60 кВт (напряжение 25 кВ и ток 2,4 А), который используется в большинстве существующих технологических комплексов на базе гиротронов, производимых в ИПФ РАН и НПП «Гиком» [6].

1. МЕТОДИКА ОПТИМИЗАЦИИ НЕАДИАБАТИЧЕСКОГО КОЛЛЕКТОРА ДЛЯ ГИРОТРОНА С ФИКСИРОВАННОЙ ЧАСТОТОЙ ГЕНЕРАЦИИ

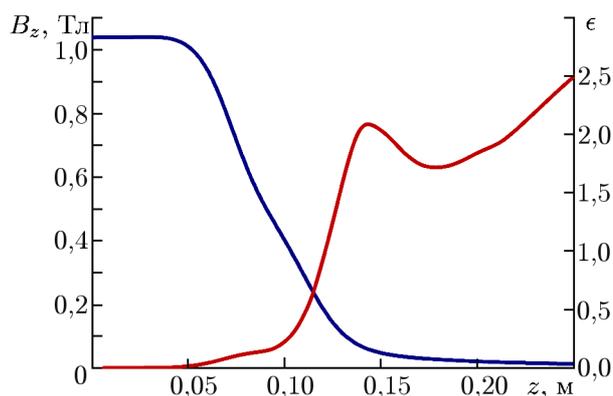


Рис. 1. Распределение магнитного поля на оси МЭС (синяя линия) и график зависимости коэффициента неадиабатичности от z (красная линия) для гиротрона на основном циклотронном резонансе с частотой излучения 28 ГГц

Характерной особенностью МЭС является резкий спад магнитного поля за экранами, вследствие чего движение электронов в этой области становится неадиабатическим. Оценить степень неадиабатичности магнитного поля можно, рассмотрев коэффициент $\epsilon = h/L_B$, равный отношению шага электронной траектории h к масштабу неоднородности магнитного поля $L_B = B_z/(dB_z/dz)$. Когда этот коэффициент оказывается больше единицы, движение электрона уже нельзя описать в рамках адиабатической теории. Соответственно, и расчёт энергетической нагрузки коллектора с помощью простой теории [15] становится невозможным. Величина ϵ может быть вычислена по формуле

$$\epsilon = \left| \frac{dB_z}{dz} \right| \frac{2\pi \sqrt{2U}\eta}{\eta B_z^2}. \quad (1)$$

Здесь B_z — текущее значение магнитного поля, U — ускоряющий потенциал, η — модуль удельного заряда электрона. Типичная структура распределения магнитного поля в области коллектора в МЭС и график зависимости коэффициента неадиабатичности ϵ от z представлены на рис. 1. Схематически магнитная система не отличается от экранированного соленоида для многочастотного гиротрона, описанного ниже, в разделе 2. Подробно эта система описана в статье [12].

Силовые линии магнитного поля резко расходятся в области, где расположен край ферромагнитного экрана (см. рис. 2, где r — поперечная координата). В результате образуется неадиабатический однопериодный ондулятор, придающий пролетающим электронам существенную попе-

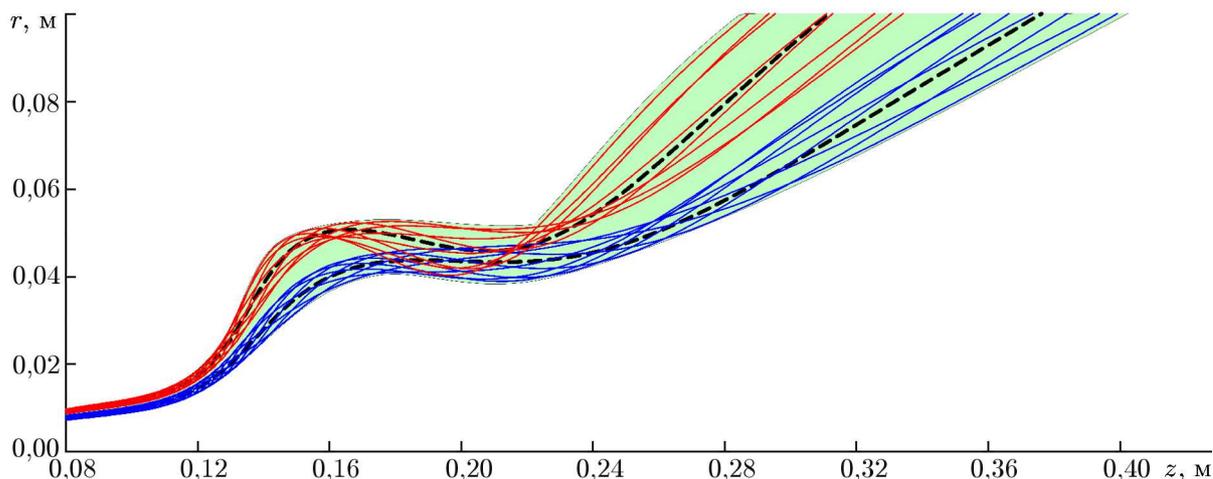


Рис. 2. Траектории движения электронов в неадиабатическом коллекторе. Жирной штриховой линией показаны траектории электронов, имеющих нулевую поперечную скорость в резонаторе. Верхний и нижний пучки соответствуют частицам, имеющим максимальный и минимальный радиусы ведущих центров

речную скорость. Это приводит к тому, что все электроны приобретают практически одинаковую по величине и направлению добавку к этой скорости и начинают почти синфазно вращаться по окружностям большого радиуса (см. рис. 2). Далее, совершив примерно одно колебание в поле рассеяния соленоида, частицы попадают в очень слабое (на два порядка меньшее, чем в резонаторе гиротрона) магнитное поле, где начинают двигаться по инерции практически прямолинейно (инерциальный разлёт частиц). Такая динамика электронов усложняет процесс оптимизации распределения мощности осаждаемого на коллектор пучка и требует специфического подхода, учитывающего характер их движения.

Описанная выше картина поведения электронов в неадиабатическом поле позволяет предложить две методики оптимизации распределения плотности мощности осаждаемого электронного пучка по поверхности коллектора. Если необходимо использовать коллектор с относительно малым диаметром (обычно при создании гиротронов с прямым выводом энергии СВЧ излучения), то целесообразно осуществлять посадку электронного пучка в области синфазного движения частиц (на рис. 2 это участок $0,16 \text{ м} \leq z \leq 0,24 \text{ м}$, который соответствует радиусам коллектора $45 \div 55 \text{ мм}$), где все электроны движутся практически параллельно друг другу, примерно вдоль оси системы. Если же ограничение на радиус коллектора отсутствует, то его целесообразно размещать в области инерциального разлёта частиц ($z > 0,3 \text{ м}$).

Отметим, что коллектор гиротрона обычно рассчитывается таким образом, чтобы обеспечить относительно небольшой перепад плотности мощности по его длине и умеренную пиковую плотность мощности (в непрерывном режиме это обычно $0,3 \div 0,6 \text{ кВт/см}^2$). Зависимость пиковой плотности мощности от радиуса коллектора приведена на рис. 3. У этой зависимости существует локальный минимум (при $R_{\text{col}} = 48 \text{ мм}$), который как раз соответствует осаждению пучка

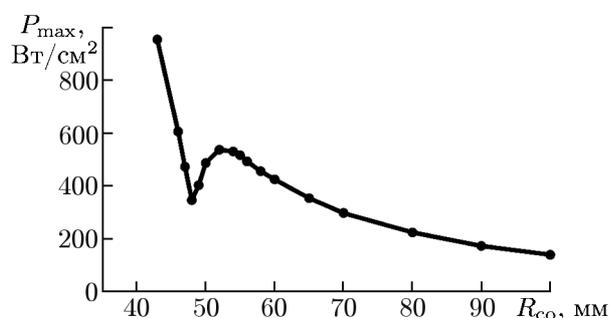


Рис. 3. Зависимость плотности мощности, рассеиваемой на коллекторе гиротрона, от радиуса коллектора для траекторий электронного потока, представленных на рис. 2. Полная мощность электронного пучка составляет $55,2 \text{ кВт}$

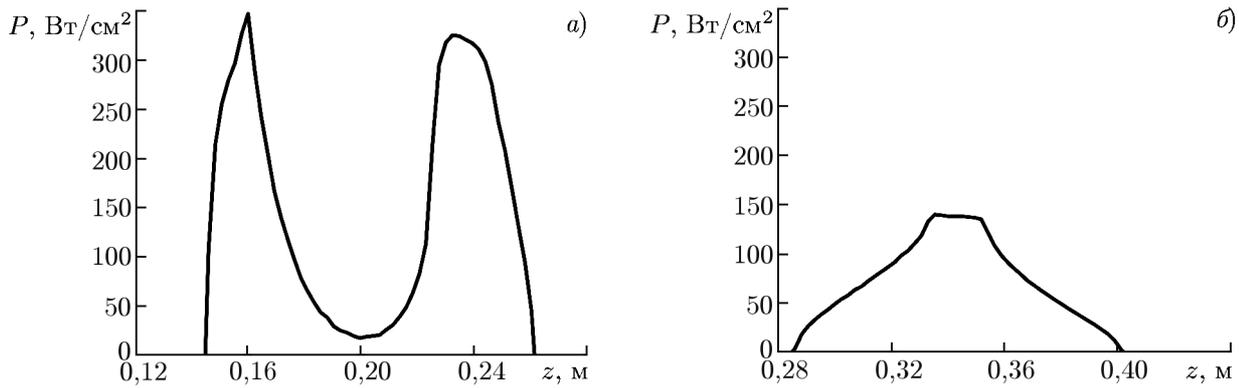


Рис. 4. Типичные профили распределения плотности мощности на стенках коллектора гиротрона при осаждении в области синфазного движения ($R_{\text{col}} = 48$ мм; *a*) и при инерциальном разлёте ($R_{\text{col}} = 100$ мм; *б*)

в области синфазного движения. Видно, что при использовании инерциального разлёта такое же пиковое значение плотности мощности достигается при большем (на треть) радиусе коллектора ($R_{\text{col}} = 65$ мм на рис. 3). Коллекторы с инерциальным разлётом, тем не менее, отличаются лучшей равномерностью распределения плотности мощности по поверхности (см. рис. 4). Инерциальный разлёт может применяться в системах с поперечным выводом электромагнитной энергии, когда ограничения на геометрические размеры коллектора существенно ослаблены. Этот вариант представляется наиболее интересным для гиротронов субмегаваттного и мегаваттного уровня мощности. Для стандартных технологических гиротронов с мощностью электронного пучка в десятки киловатт целесообразно использовать цилиндрические или конусные коллекторы с оседанием пучка в зоне синфазного движения частиц. Стоит отметить, что такие коллекторы довольно чувствительны к юстировке магнита, т. е. к совпадению магнитной оси соленоида с геометрической осью прибора. Численное моделирование движения электронов в гиротроне с распределением магнитного поля, повернутом относительно центра магнитной системы, показало, что поворот на $0,5^\circ$ ведёт к существенному (около полутора раз) возрастанию максимума плотности мощности осаждаемого на коллектор пучка. Однако в реальных приборах такая ошибка юстировки, как правило, не встречается.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ КОЛЛЕКТОРА ДЛЯ ГИРОТРОНА С ШИРОКИМ ДИАПАЗОНОМ РАБОЧИХ ЧАСТОТ

Достоинством МЭС является возможность достижения достаточно больших (согласно оценкам, до 2 Тл) значений рабочего магнитного поля при умеренной (не более 50 кВт) мощности «тёплых» соленоидов в объёмах, достаточных для размещения электродинамической системы гиротрона [12]. Это позволяет реализовать непрерывный режим генерации на частотах до 48 ГГц на основной гармонике гирочастоты и до 100 ГГц при возбуждении второй гармоники при мощности выходной излучения до 30 кВт. В этой связи представляет интерес разработка универсальной магнитной системы и соответствующего коллектора, способных работать в широком диапазоне востребованных с точки зрения различных приложений частот от 24 до 48 ГГц [6, 16–18] на основной циклотронной гармонике и соответствующих магнитных полей в полосе $1,0 \div 1,8$ Тл. Ниже представлены методика и результаты оптимизации коллектора гиротрона, способного работать во всём указанном диапазоне.

В связи с рядом ограничений (диаметр проходного отверстия соленоида, прямой вывод СВЧ излучения на всех рабочих частотах без трансформации в другие типы волн) для прототипа

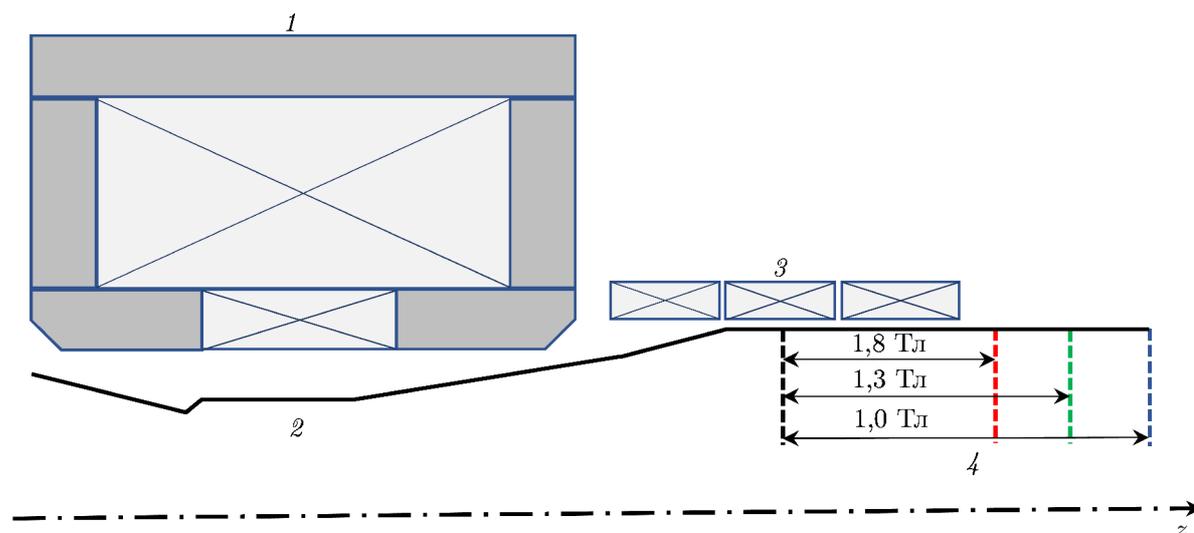


Рис. 5. Схема магнитной системы, положение катушек и геометрия коллектора: 1 — основная магнитная система, 2 — внутренняя поверхность электродов гиротрона, 3 — коллекторные катушки, 4 — зоны оседания пучка

технологического многочастотного гиротрона был выбран коллектор с относительно малым радиусом (33 мм), рассеивающий в непрерывном режиме полную мощность пучка 55 кВт.

Сложность задачи оптимизации заключалась в том, что для всех трёх сильно отличающихся (почти вдвое для крайних значений) величин рабочих магнитных полей необходимо было обеспечить примерно одинаковую рабочую зону (область посадки электронного пучка) коллектора при близкой одинаковой пиковой плотности мощности, не превышающей $0,5 \text{ кВт/см}^2$. Поскольку магнитная система содержит ферромагнетик, то при малых магнитных полях ($B_0 = 1 \text{ Тл}$) степень его экранировки будет выше, чем при больших ($B_0 = 1,8 \text{ Тл}$). Это приводит к зависимости формы распределения $B_z(z)$ от величины B_0 : при больших B_0 распределение становится более гладким. В результате разница B_0 в 1,8 раза вызывает сильное различие в коэффициенте неадиабатичности ϵ в области около края магнитного экрана (см. формулу (1)) — более чем в 3 раза при снижении магнитного поля с 1,8 до 1,0 Тл. В итоге при наименьшем рабочем магнитном поле движение частицы в этой области неадиабатическое, в то время как при наибольшем оно становится адиабатическим. Всё это существенно усложняет процесс оптимизации и нахождения условий, при которых обеспечивается приемлемая тепловая нагрузка коллектора при всех рабочих частотах гиротрона.

Для каждого из трёх выбранных значений магнитного поля применялся свой метод оптимизации, учитывающий специфику движения электрона в области ферромагнитного экрана, а для компенсации смещения рабочей зоны коллектора и тонкой настройки режима его работы над ним была установлена система трёх маломощных катушек (см. рис. 5). Суммарная мощность, потребляемая коллекторными катушками, не превышает 300 Вт.

Оптимизация была начата с режима с наименьшим магнитным полем $B_0 = 1 \text{ Тл}$, когда неадиабатические эффекты играют наибольшую роль ($\epsilon > 1,5$ в области края ферромагнитного экрана). Как было сказано выше (см. раздел 1), в этом случае все электроны после пролёта края ферромагнитного экрана имеют практически одинаковую по величине и направлению поперечную скорость, определяемую главным образом закруткой в неоднородном поле под экраном. Поэтому для ускорения процесса оптимизации предварительные расчёты траекторий проводились без учёта пространственного заряда не для всего пучка в целом, а только для нескольких наиболее

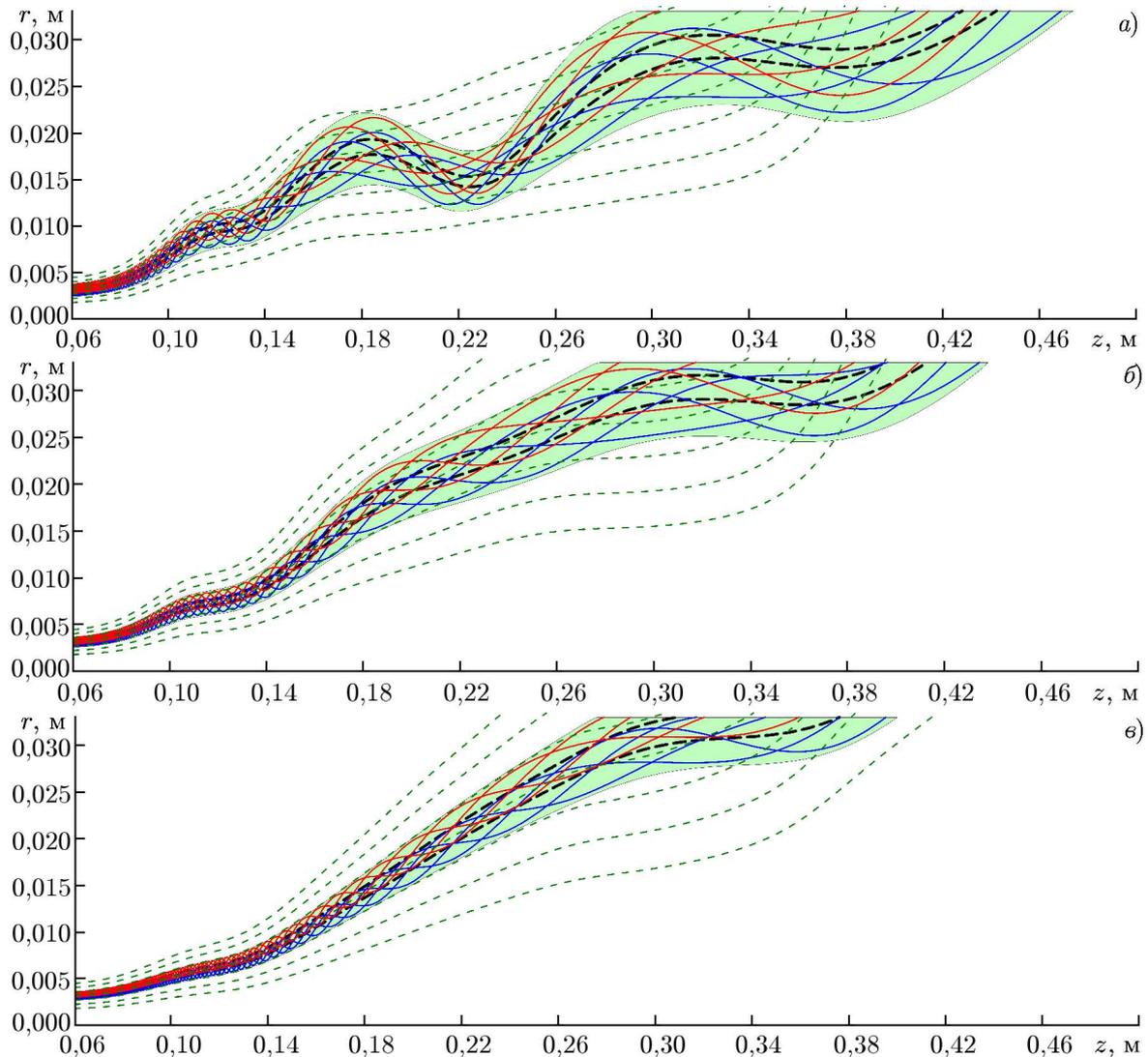


Рис. 6. Траектории винтовых электронных пучков в коллекторе гиротрона, оптимизированные с точки зрения их плотности мощности при осаждении, для магнитных полей 1,0 Тл (а); 1,3 Тл (б) и 1,8 Тл (в). Жирными штриховыми линиями показаны траектории электронов, имеющих нулевую поперечную скорость; тонкими штриховыми линиями — силовые линии магнитного поля

характерных электронов в предположении, что в резонаторе они не имеют поперечной скорости и отличаются только положением ведущих центров.

Такой подход позволил быстро проводить подбор токов и положения дополнительных катушек (фиксированного для всех полей B_0) таким образом, чтобы максимально растянуть зону синфазного движения (ср. рис. 2 и 6а) почти параллельно коллектору и обеспечить подход электронных траекторий в области этой зоны к стенке коллектора под небольшим углом. Такая конфигурация магнитного поля позволяет максимально распределить реальный электронный пучок вдоль оси по поверхности коллектора.

Далее, в процессе окончательной оптимизации, расчёт проводился уже с учётом пространственного заряда пучка, разного положения ведущих центров в резонаторе и различных начальных фаз (от 0 до 2π) вращения электронов по ларморовской окружности в плоскости старта электронов. При этом учитывались уже и более тонкие эффекты, перечисленные ниже.

Во-первых, поперечная скорость электронов, приобретаемая в неадиабатическом поле, в первом приближении пропорциональна радиусу входа частиц в это поле. Поэтому электроны с максимальным радиусом ведущего центра при прочих равных условиях закручиваются сильнее, чем электроны с минимальным радиусом. Во-вторых, электроны в резонаторе имеют большую поперечную скорость (для приемлемых значений коэффициента полезного действия питч-фактор — отношение поперечной и продольной скоростей электронов — составляет $g > 1.3$). По мере выхода частицы в область спадающего магнитного поля эта скорость в соответствии с законом сохранения поперечного адиабатического инварианта перед входом в область с $\epsilon > 1$ (здесь поле падает примерно на порядок — см. рис. 1) существенно уменьшается. В результате остаточная поперечная скорость электронов оказывается меньше, чем осцилляторная скорость, придаваемая им однопериодным неадиабатическим ондулятором-«кикером». Потом, при пролёте электроном области с $\epsilon > 1$, эти осцилляторные скорости векторно складываются, в результате чего питч-фактор электрона может как уменьшиться, так и увеличиться в зависимости от фазы его циклотронного вращения.

Наконец, после прохождения области «кикера», сразу перед посадкой на коллектор, электрон снова оказывается в слабонеоднородном поле. Значит, его ведущий центр снова начинает следовать вдоль той магнитной силовой линии, на которой он находился в резонаторе. Соответственно, электроны, имевшие в резонаторе меньший радиус ведущего центра, будут высаживаться ближе к концу коллекторной области.

Тогда после предварительной оптимизации системы с целью увеличения длины зоны синфазного движения (см. выше) возможно так подобрать токи катушек и угол подхода магнитного поля к поверхности коллектора, что электроны с большей поперечной скоростью и большим радиусом ведущего центра в резонаторе будут оседать ближе к началу коллектора, а электроны с малой поперечной скоростью и меньшим радиусом ведущего центра — ближе к его концу. Это позволит обеспечить дальнейшее увеличение длины зоны посадки электронного пучка на коллектор и умеренный перепад плотности мощности вдоль его поверхности. Отметим, что в данном случае, в отличие от коллектора, описанного в разделе 1, целесообразно осуществить посадку пучка на втором периоде ондуляторного движения, т. к. во время первого периода его радиус ещё мал, а магнитное поле ещё относительно велико (согласно [15] длина зоны посадки пучка в слабонеоднородном поле порядка шага электронной траектории).

Другим предельным случаем является режим с рабочим полем $B_0 = 1,8$ Тл. Как показывают расчёты, тогда даже под краем экрана $\epsilon \sim 0,3$ и поэтому магнитное поле остаётся адиабатическим на всём протяжении электронной траектории. Соответственно, методика оптимизации основана на расчёте адиабатических коллекторных систем, изложенном в работах [13, 15]. Оптимизация заключалась в таком подборе токов катушек, который обеспечивал попадание средней ведущей силовой линии магнитного поля в центр коллектора и одновременно умеренный (порядка 5°) угол наклона магнитного поля к поверхности коллектора.

Наконец, режим с $B_0 = 1,3$ Тл соответствует промежуточному случаю, когда наблюдается лишь умеренное нарушение адиабатичности магнитного поля под экраном ($\epsilon \sim 1$). В результате поперечная скорость, остающаяся у электрона перед входом в область под ферромагнитным экраном, несколько превышает скорость, приобретаемую в ондуляторе, и в целом его движение остаётся близким к адиабатическому. Поэтому методика оптимизации сходна с применённой в случае $B_0 = 1,8$ Тл.

В целом подбор токов катушек для каждого из значений B_0 позволил реализовать распределения плотности мощности, изображённые на рис. 7 (соответствующие формы электронного пучка приведены на рис. 6).

Отметим, что оптимизация коллектора при разных B_0 требует перебора очень большого чис-

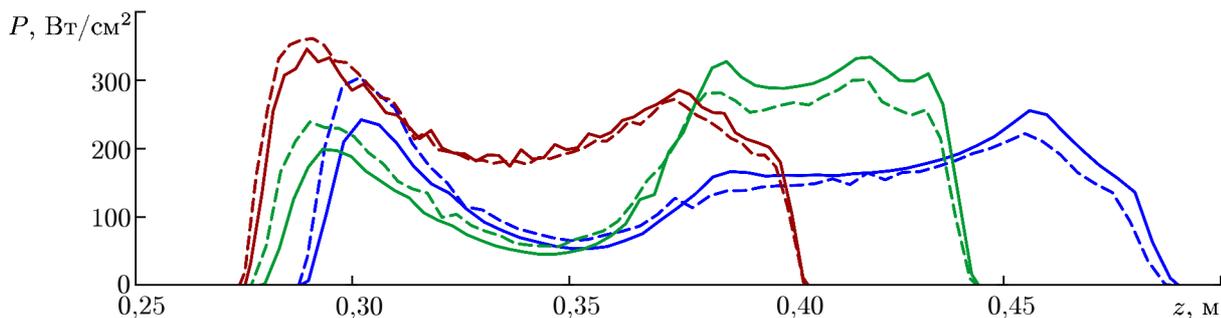


Рис. 7. Распределения плотности мощности, рассеиваемой на коллекторе, для различных режимов работы гиротрона (1,8 Тл — красные линии, 1,3 Тл — зелёные линии, 1,0 Тл — синие линии)

ла вариантов (поиск идёт в 6-мерном пространстве параметров). Поэтому принципиальное значение приобретает производительность применяемого программного обеспечения. Используемый ранее комплекс программ CST Studio Suite [19] при необходимой для обеспечения высокой точности расчётов шестигранной сетке с несколькими десятками миллионов ячеек и большим (несколько сотен тысяч) числе частиц требует для моделирования одного варианта (с учётом пространственного заряда) нескольких десятков часов даже при распараллеливании задачи на шесть процессорных ядер. Как показала практика расчётов, более перспективным оказалось использование собственного программного кода, написанного авторами с применением библиотеки IBSIMU [20].

Главными преимуществами написанного кода являются высокая скорость расчёта и последующей обработки данных (вплоть до двух порядков более высокая, чем у CST Studio при большом количестве частиц и мелкой сетке), меньшие требования к памяти при тех же параметрах, а также доступность всех данных расчёта, позволяющая подробнее анализировать динамику электронного пучка. Сравнение результатов расчётов с помощью двух пакетов программ не выявило значимых различий, пиковая мощность отличалась менее чем на 5%, положение зоны осаждения — не более чем на несколько миллиметров.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведён детальный анализ поведения винтовых электронных пучков в неадиабатическом коллекторе, установленном в поле рассеяния МЭС технологического гиротрона. Указаны способы оптимизации коллектора при различной величине его допустимого радиуса и способе вывода СВЧ излучения из гиротрона. В частности, при малых радиусах электродинамической системы коллектор предлагается разместить в области, где электроны длительно двигаются синфазно и почти параллельно оси прибора. При возможности реализации коллекторов с большим радиусом целесообразно использовать область инерциального разлёта пучка в слабом магнитном поле.

Разработан коллектор для технологического гиротрона с МЭС, способного работать в широком диапазоне магнитных полей в резонаторе, от 1,0 до 1,8 Тл, что позволяет, в частности, генерировать колебания на частотах 24, 28, 35 и 45 ГГц на первой гармонике циклотронной частоты и, соответственно, вплоть до 100 ГГц, если возбуждать колебания на второй гармонике гирочастоты, как в большинстве современных технологических гиротронов. С учётом простоты селекции рабочего типа колебаний при работе на основном циклотронном резонансе мощность гиротронов для технологических приложений при тех же высоковольтных источниках питания может быть увеличена примерно вдвое (с 15 до 30 кВт). Установка дополнительных катушек с низким энергопотреблением в гиротронах с экранированными соленоидами позволяет сгладить

распределение плотности мощности по поверхности коллектора и обеспечить тепловую нагрузку, приемлемую для непрерывного режима генерации при мощности электронного пучка 60 кВт и более.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19–79–30071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Skalyga V., Izotov I., Sidorov A., et al. // J. Inst. 2012. V.7, No. 10, Art. no. 10010. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/10/p10010>
2. Skalyga V., Izotov I., Golubev S., et al. // J. Appl. Phys. 2015. V.118, No. 9, Art. no. 093301. <https://doi.org/10.1063/1.4929955>
3. Vikharev A. L., Gorbachev A. M., Kozlov A. V., et al. // Diamond Relat. Mater. 2006. V. 15, No. 4–8. P. 502–507. <https://doi.org/10.1016/j.diamond.2005.10.044>
4. Bykov Y. V., Egorov S. V., Ereemeev A. G., et al. // J. Am. Ceram. Soc. 2015. V. 98, No. 11. P. 3518–3524. <https://doi.org/10.1111/jace.13809>
5. Samokhin A. V., Alekseev N. V., Vodop'yanov A. V., et al. // High Energy Chem. 2015. V. 49, No. 4. P. 267–272. <https://doi.org/10.1134/S0018143915040141>
6. Bykov Y., Ereemeev A., Glyavin M., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 1. P. 67–72. <https://doi.org/10.1109/TPS.2004.823904>
7. Nusinovich G. S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27, No. 2. P. 313–326. <https://doi.org/10.1109/27.772257>
8. Глазер В. Основы электронной оптики: Пер. с нем. / Под ред. В. А. Фабриканта. М. : Гостехиздат, 1957. 763 с.
9. Запевалов В. Е., Куфтин А. Н., Мануилов В. Н. // Тез. докл. XI Всес. конф. по электронике СВЧ. 23–25 сентября 1986 г. Орджоникидзе. С. 136.
10. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. // Тез. докл. X Всес. конф. по электронике СВЧ. 1983. Минск. Т. 1. Вакуумная электроника СВЧ. 20–23 сентября 1983 г. Минск, С. 192.
11. Куфтин А. Н., Белов С. П. // Прикладная физика. 2000. № 3, С. 76–81.
12. Проявин М. Д., Мануилов В. Н., Гачев И. Г. и др. // Приборы и техн. эксперим. 2020, № 1, С. 106–109. <https://doi.org/10.31857/S0032816220010073>
13. Manuilov V. N., Morozkin M. V., Luksha O. I., Glyavin M. Y. // Infrared Phys. Technol. 2018, V. 91. P. 46–54. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2018.03.024>
14. Проявин М. Д., Глявин М. Ю., Завольский Н. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62, № 7, С. 566–573.
15. Гольденберг А. Л., Петелин М. И., Шестаков Д. И. // Электронная техника, Сер. 1. Электроника СВЧ. 1973. № 5, С. 73–80.
16. Быков Ю. В., Еремеев А. Г., Глявин М. Ю. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 10. С. 834–855.
17. Fliflet A. W., Bruce R. W., Fischer R. P., et al. // IEEE Conf. Record. Abstracts. 1997 IEEE Int. Conf. Plasma Sci. 1997, San Diego, CA, USA. P. 159–160. <https://doi.org/10.1109/PLASMA.1997.604468>
18. Denisov G. G., Glyavin M. Y., Tsvetkov A. I., et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2018, V. 65, No. 9. P. 3963–3969. <https://doi.org/10.1109/TED.2018.2859274>
19. <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>
20. Kalvas T., Tarvainen O., Ropponen T., et al. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81, No. 2. Art. no. 02B703. <https://doi.org/10.1063/1.3258608>

Поступила в редакцию 26 мая 2020 г.; принята в печать 30 июня 2020 г.

OPTIMIZATION OF COLLECTOR SYSTEMS OF TECHNOLOGICAL GYROTRONS WITH SHIELDED MAGNETIC SYSTEMS

M. V. Morozkin, M. D. Proyavin, V. N. Manuilov, and M. Yu. Glyavin

We analyze the motion of the electron beam in the collector of a gyrotron with the shielded magnetic system. The methods of optimization of the collector depending on the limitations imposed on its transverse dimensions. Calculations are performed of collectors of the technological gyrotrons capable of operating in a wide range of magnetic fields (1.0–1.8 T), which allows generating radiation at a frequency from 24 to 48 GHz at the fundamental cyclotron resonance and, correspondingly, up to 100 GHz, when oscillations are excited at the second gyrofrequency harmonic.