

## Численное 3D-моделирование систем формирования винтовых электронных пучков гироприборов с азимутально неоднородным распределением тока эмиссии

К. А. Лещева, В. Н. Мануилов

*Разработана методика компьютерного моделирования трехмерных электронно-оптических систем (ЭОС) формирования винтовых электронных пучков (ВЭП) с неоднородным по азимуту распределением плотности тока эмиссии, предназначенных для использования в существующих и перспективных новых вариантах гиротронов. Методика позволяет впервые учесть влияние неоднородного распределения плотности тока эмиссии совместно с учетом тепловых скоростей электронов, шероховатостей эмитирующей поверхности и трехмерными возмущениями геометрии ЭОС. Алгоритм траекторного анализа основан на специальном задании стартовых условий для эмитируемых с катода частиц, последующем численном расчете электронных траекторий с помощью комплекса программ CST Studio Suite и далее специфической для систем формирования ВЭП методике расчета их параметров, пригодной для последующего расчета электрон-волнового взаимодействия и КПД прибора. Приведены результаты прямого численного моделирования систем с различными вариантами нарушений азимутальной симметрии плотности тока эмиссии.*

*Ключевые слова:* гиротрон, винтовой электронный пучок, магнетронно-инжекторная пушка, питч-фактор, скоростной разброс.

**Ссылка:** Лещева К. А., Мануилов В. Н. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 3. С. 298.

**Reference:** K. A. Leshcheva and V. N. Manuilov, Usp. Prikl. Fiz. 7 (3), 298 (2019).

### Введение

Гирорезонансные приборы (гиротроны, гироклистроны, гиро-ЛБВ [1, 2]) являются несомненными лидерами среди источников мощного когерентного излучения диапазона миллиметрового и субмиллиметрового длин волн и уже нашли широкое применение в раз-

личных областях науки и техники (см., например, обзоры [1–4]). С течением времени область приложений гирорезонансных приборов непрерывно расширяется, что, как правило, ужесточает требования к их выходным параметрам (мощность, КПД, длина волны, перестройка частоты и пр.). Соответственно, становятся более жесткими и требования к качеству активной среды (источнику энергии излучения) в виде винтовых электронных пучков (ВЭП). Кроме того, новые варианты гиротронов зачастую выдвигают и новые, причем весьма специфичные требования к параметрам ВЭП.

Наиболее часто для формирования ВЭП используется адиабатическая аксиально-симметричная магнетронно-инжекторная электронная пушка (МИП) [5]. Специфика работы МИП (режим температурного ограничения

Лещева Ксения Александровна, аспирант.

Мануилов Владимир Николаевич, профессор,  
д.ф.-м.н.

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского (ННГУ им. Н. И. Лобачевского).

Россия, 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.

Тел. +7 (831) 462-32-65.

E-mail: ksenilescheva@mail.ru, manuilov@rf.unn.ru

Статья поступила в редакцию 22 марта 2019 г.

© Лещева К. А., Мануилов В. Н., 2019

эмиссии) приводит к тому, что вследствие неоднородности прогрева катода по азимуту, в них наблюдается существенное нарушение азимутальной симметрии распределения плотности тока эмиссии, приводящее к азимутальной неоднородности электронного потока. Это является причиной появления неоднородных электрических полей, которые, в свою очередь, увеличивают скоростной разброс электронов, способствуют возбуждению паразитных низкочастотных колебаний и появлению разброса частиц ВЭП по энергии. Неоднородная структура пучка ответственна также за возбуждение паразитных мод в резонаторе [6].

В ряде новых вариантов гиротронов применительно к короткой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн для улучшения селекции рабочих типов колебаний целесообразно использовать эллиптические или  $2n$ -зеркальные резонаторы ( $n = 1, 2, \dots$ ) [7]. Здесь распределение ВЧ-поля по азимуту сильно неоднородно. В этом случае для увеличения КПД прибора и снижения числа «безработных» (т. е. слабо взаимодействующих с ВЧ-полем) электронов целесообразно использовать МИП, где эмиссия осуществляется не со всего кольцевого эмиттера, а с  $2n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) сегментов в виде дуг окружностей. Очевидно, что в таких МИП также будут наблюдаться трехмерные возмущения распределения осцилляторных скоростей в пучке.

Аналогичная геометрия эмиттера может использоваться также в т. н. многоствольных гиротронах [8]. Наконец, нарушение симметрии плотности тока вместе с вводом несимметричных по азимуту электродов в переходной области формирования ВЭП [9] позволяет надеяться на снижение числа отраженных от магнитного зеркала электронов, существенно ухудшающих качество ВЭП и ограничивающих вследствие этого мощность и КПД гиротрона в длинноимпульсных и непрерывных режимах.

В процессе формирования ВЭП в МИП большое влияние на параметры пучка оказывают также начальные тепловые скорости и шероховатости эмиттера, особенно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн [10].

Таким образом, для более полного учета основных физических факторов, влияющих на качество ВЭП, и рассмотрения новых вариантов ЭОС гироприборов необходима методика, учитывающая одновременно трехмерность распределения плотности тока, отличие геометрии ЭОС от аксиально-симметричной, а также влияние тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера. Однако до последнего времени такие исследования ограничивались лишь экспериментальными измерениями азимутального распределения тока эмиссии для ряда гиротронов миллиметрового диапазона длин волн и изучением корреляции этой величины с выходными параметрами гиротрона (мощность, КПД). В частности, в работе [11] было показано, что нарушение аксиальной симметрии может приводить к значительному снижению КПД гиротрона и ухудшению устойчивости ВЭП.

Теоретический анализ ВЭП до сих пор осуществлялся преимущественно в рамках двумерных численных моделей, предполагающих аксиальную симметрию распределения плотности тока [12, 13]. Появившиеся недавно первые работы по траекторному анализу ВЭП в трехмерном приближении [14–16] использовали упрощенную физическую модель пучка (старт частиц с катода с нулевыми начальными скоростями) и были посвящены исследованию ограниченного числа простейших конфигураций МИП с нарушенной азимутальной симметрией тока пучка. Отметим, наконец, что появление ряда новых вариантов неадиабатических систем формирования [17] требует рассмотрения ЭОС, где одновременно нарушены как аксиальная симметрия некоторых электродов, так и однородность распределения плотности тока по азимуту.

Поэтому целью данной работы было развитие методики траекторного анализа ВЭП, которая учитывает одновременно влияние неоднородного распределения плотности тока эмиссии, тепловые скорости электронов, шероховатости эмитирующей поверхности и трехмерные возмущения геометрии ЭОС. Предусмотрено тестирование развитой методики путем сравнения результатов моделирования аксиально-симметричной ЭОС гиротрона с данными наиболее полной версии программы ЭПОС, учитывающей в 2-мерной

постановке реальные распределения электрического и магнитного полей, поле пространственного заряда пучка, а также тепловые скорости и шероховатости эмиттера. Представлены некоторые примеры использования методики для расчета систем с нарушенной симметрией плотности тока.

### Методика моделирования МИП с нарушением азимутальной симметрии плотности тока эмиссии

Методика моделирования основана на совместном использовании пакета CST Studio Suite [18] для траекторного анализа трехмерных электронно-оптических систем и специальных программ для пред- и пост-обработки, позволяющих за счет задания стартовых условий частиц и специальных алгоритмов обработки результатов траекторного анализа реализовать наиболее полную физическую модель пучка, учитывающую, помимо поля пространственного заряда, также и тепловые скорости электронов и шероховатости эмиттера. Это позволяет получить детальную информацию о параметрах пучка в целом или отдельных его азимутальных фракций при произвольной геометрии электродов и распределении плотности тока на эмиттере. Программы реализованы на языке Python [19] и обмениваются информацией с комплексом CST Studio Suite путем импорта и экспорта файлов данных.

В частности, программа-предпроцессор позволяет пользователю задать геометрию эмиттера, ток, а также желаемый закон эмиссии  $j = f(\theta, r)$  по азимуту  $\theta$  и радиусу  $r$ : однородный, секционированный эмиттер, косинусоидальное по азимуту распределение и т. п. (рис. 1, здесь  $j$  – плотность тока). Про-

грамма разбивает каждую зону эмиссии на элементарные площадки  $S_i$  по азимуту и радиусу, вычисляет для каждой площадки координаты точек старта частиц с эмиттера и, в соответствии с заданной функцией  $f(\theta, r)$ , конкретную величину тока, эмитируемого с этой площадки. Далее, если необходим учет тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера, то для каждой точки старта задаются азимутальные скорости частиц (см. рис. 2) в предположении, что ток каждой азимутальной фракции имеет закон распределения  $F(v_\theta)$ , близкий к гауссовому [20]. Ширина функции распределения выбирается такой, чтобы в «холодной» (без пучка) системе обеспечить величину разброса осцилляторных скоростей для группы электронов, стартующей с указанной выше элементарной площадки  $S_i$ , порядка 15–20 % (типичная величина скоростного разброса, обусловленного совместным действием шероховатостей и тепловых скоростей для узкого эмиттера). Такой подход, согласно [20], позволяет учесть совместное действие как тепловых скоростей электронов, так и шероховатостей эмиттера. Отметим, что для расчета ширины функции распределения  $F(v_\theta)$  можно использовать также аналитические выражения из монографии [21] (см. там формулы (10.172)–(10.174)), если известна температура эмиттера и размер шероховатости. Вычисленный массив скоростей, координат и токов затем импортируется в CST Studio Suite.

Специфика механизма генерации СВЧ-излучения в гиротроне [22] требует адекватной обработки данных траекторного анализа ВЭП. При этом наиболее важными параметрами, определяющими КПД, выходную мощность и сценарий межмодового взаимодействия в резонаторе гиротрона [22] являются питч-

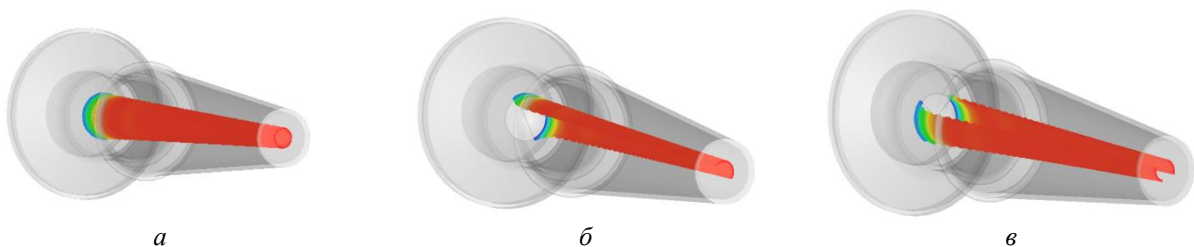
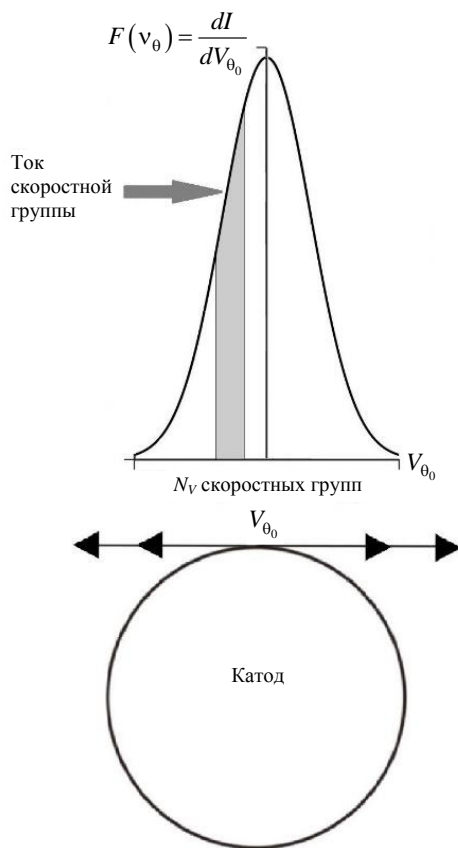


Рис. 1. Модель распределения эмиссии для случаев: а – случай однородной эмиссии; б – случай, когда эмитирует половина эмиттера; в – случай, когда эмитируют 2 участка катода, сдвинутые по азимуту на 180 градусов и имеющие угловую ширину 90 градусов.

фактор  $g$ , относительный разброс осцилляторных скоростей частиц пучка  $\delta V_{\perp}$  и функция распределения электронов  $F = dI/dV_{\perp}$  по осцилляторным скоростям (см. соответствующие определения в обзоре [13]), причём как для пучка в целом, так и для его отдельных азимутальных фракций. Указанные величины не могут быть вычислены на основе стандартного интерфейса обработки данных в среде CST Studio Suite. Поэтому данные траекторного анализа экспортируются в программу-пост-процессор, которая позволяет далее находить все указанные выше параметры ВЭП и представлять их в наглядном графическом виде.



**Рис. 2.** Разбиение эмиттера на трубки тока и распределение электронов по начальным азимутальным скоростям.

Следует отметить, что системы формирования ВЭП характеризуются большой протяженностью, а именно, от нескольких десятков периодов циклотронной частоты в гиротронах сантиметрового диапазона до нескольких сотен или даже тысяч для короткой части миллиметрового и особенно субмиллиметрового диапазонов. В то же время поперечный размер

пучка близок к диаметру ларморовской орбиты электрона и на 1–2 порядка меньше, чем поперечный размер системы формирования. Поэтому для траекторного анализа ЭОС гироприборов в 3-мерной постановке, позволяющего подробно описать влияние сил пространственного заряда, в пакете CST Studio Suite необходимо использовать сетки с числом узлов от десятков миллионов до миллиарда при попытке вести траекторный анализ непосредственно до рабочего пространства прибора и далее вычислять параметры ВЭП ( $g$ ,  $\delta V_{\perp}$  и  $F = dI/dV_{\perp}$ ). В то же время вид функции распределения по осцилляторным скоростям  $F$  и относительный скоростной разброс  $\delta V_{\perp}$  перестают меняться уже в переходной области канала транспортировки, справа от плоскости  $z = z_m$ , где происходит полное перемешивание электронов по фазам осцилляторного движения [23]. Обычно плоскость  $z_m$  находится в сечении, где текущее значение магнитного поля составляет 30–50 % от рабочего. Поэтому, как показано в [23], целесообразно проводить траекторный анализ только до указанного сечения, а дальше пересчитывать вычисленные в  $z = z_m$  осцилляторные скорости частиц в рабочее пространство на основе адиабатической теории, пользуясь законом сохранения поперечного адиабатического инварианта. Именно такой алгоритм и использован ниже. Это позволяет многократно уменьшить время анализа одного варианта и ускорить процедуру оптимизации геометрии и режима электронно-оптической системы.

Методика расчета питч-фактора и особенно скоростного разброса существенным образом зависит как от класса формирующей системы (адиабатическая, неадиабатическая), так и от цели оптимизации электронно-оптической системы. Поэтому в программе-пост-процессоре реализованы несколько наиболее часто применяемых методов расчета этих величин.

В неадиабатических системах [17, 24] первичная закрутка пучка осуществляется радиальной компонентой электрического или магнитного поля, которая пропорциональна радиусу инжекции пучка в неадиабатическое поле, вследствие чего функция распределения  $F = dI/dV_{\perp}$  близка к равномерной. Поэтому в

таких системах целесообразно при оптимизации параметров ВЭП использовать в качестве скоростного разброса величину

$$\delta V_{\perp \text{extreme}} = \frac{(V_{\perp \text{max}} - V_{\perp \text{min}})}{V_{\perp \text{mid}}}, \quad (1)$$

где  $V_{\perp \text{max}}$ ,  $V_{\perp \text{min}}$  и  $V_{\perp \text{mid}}$  соответственно максимальная, минимальная и средняя осцилляторные скорости в пучке.

Это же определение удобно использовать при оптимизации величины позиционного скоростного разброса [21] в адиабатических МИП, когда используется упрощенная физическая модель пучка без учета влияния пространственного заряда, тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера.

При рассмотрении адиабатических МИП и учете, помимо поля пространственного заряда пучка, также и шероховатостей эмиттера и начальных тепловых скоростей электронов для адекватного сравнения полученных данных с результатами эксперимента необходимо [20, 25] пользоваться методикой расчета  $\delta V_{\perp}$  по кривой отсечки коллекторного тока, согласно которой

$$\delta V_{\perp \text{stable}} = \frac{(V_{\perp 0,9} - V_{\perp 0,1})}{V_{\perp 0,5}}, \quad (2)$$

где  $V_{\perp 0,9}$ ,  $V_{\perp 0,5}$  и  $V_{\perp 0,1}$  – соответствуют уровням 0,9, 0,5 и 0,1 кривой отсечки кривой коллекторного тока (см. подробнее [13]). Достоинством такой методики является также слабая чувствительность к отдельным мелко-масштабным выбросам функции распределения.

Также часто встречается определение скоростного разброса на основе среднеквадратичного отклонения поперечных скоростей пучка в виде

$$\delta V_{\text{rms}} = \frac{\text{std}(V_{\perp})}{V_{\perp \text{mid}}}, \quad (3)$$

где  $\text{std}$  – среднеквадратичное отклонение (4),

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2}{n-1}}, \quad (4)$$

здесь  $\bar{X}$  – среднее арифметическое значение результатов  $n$  отсчетов в виде

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}.$$

Поэтому в постпроцессоре реализованы все три указанных выше определения, и пользователь сам выбирает соответствующий алгоритм в зависимости от типа рассматриваемой ЭОС и целей ее оптимизации. Указанные алгоритмы могут применяться как к пучку в целом, так и отдельным его азимутальным фракциям.

В длинноимпульсных и непрерывных гиротронах, разработка которых в настоящее время представляет наибольший интерес, происходит значительная, хотя и неполная компенсация пространственного заряда пучка ионным фоном (см. подробнее [26]). Поэтому провисанием потенциала на пучке относительно стенки резонатора можно пренебречь и рассчитывать долю колебательной энергии и питч-фактор пучка по следующим соотношениям (см. подробнее [23]). Сначала находится «нерелятивистская» доля колебательной энергии в пучке как

$$t_{\perp 0} = \frac{\alpha_1 V_{\perp 1}^2}{V^2}. \quad (5)$$

Здесь  $V = \sqrt{2\eta U_0}$  – полная скорость электрона, которая определяется из нерелятивистского интеграла энергии,  $\alpha_1 = B_0 / B_1$  – компрессия магнитного поля,  $B_1$  и  $V_{\perp}$  – величина магнитного поля и осцилляторная скорость в плоскости  $z = z_m$ ,  $B_0$  – величина магнитного поля в рабочем пространстве. Далее вычисляются соответствующие величины питч-фактора и доли колебательной энергии в релятивистском приближении как

$$\begin{aligned} g_r &= \frac{V_{\perp 0}}{V_{\text{п0}}} = \sqrt{\frac{t_{\perp}^*}{1-t_{\perp}^*}}, \\ y_1 &= eU_1 / m_0 c^2 \\ y_0 &= eU_0 / m_0 c^2 \\ t_{\perp}^* &= t_{\perp 0} \frac{(1+y_1)^2}{1+\frac{y_0}{2}}, \\ t_{\perp} &= \frac{1+y_0}{y_0} \left[ 1 - \sqrt{1-2y_0 t_{\perp 0} \frac{(1+y_1)^2}{(1+y_0)^2}} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

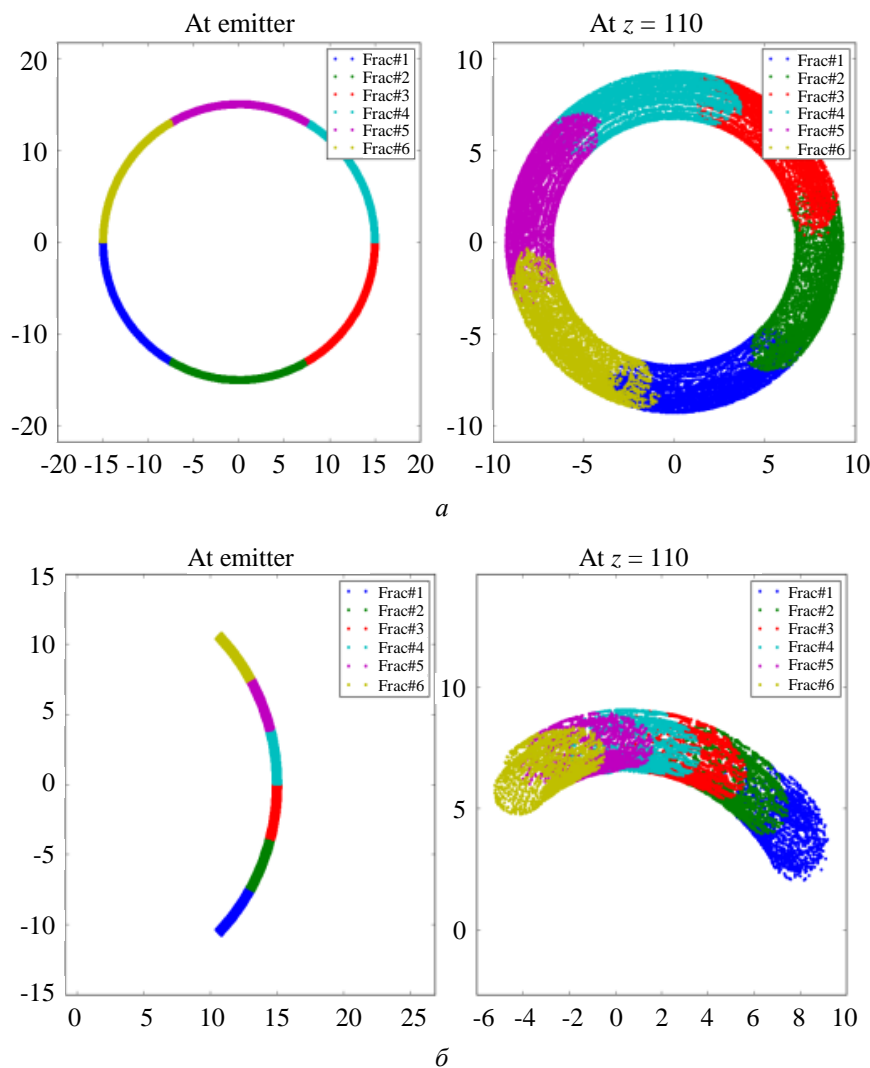
Здесь  $y_1$  и  $y_0$  соответственно потенциалы первого анода и резонатора, нормированные на энергию покоя электрона (511 кВ).

В ряде случаев, когда рассматриваются гиротроны сантиметрового диапазона длин волн, требуются относительно малоразмерные сетки и время моделирования мало. Тогда возможен расчет траекторий частиц непосредственно до рабочего пространства, и питч-фактор может быть найден как отношение средней поперечной  $V_{\perp\text{mid}}$  к средней продольной  $V_{\parallel\text{mid}}$  скорости в пучке

$$g = \frac{V_{\perp\text{mid}}}{V_{\parallel\text{mid}}}. \quad (7)$$

Помимо усредненных параметров пучка ( $g, t_{\perp}$ ), для оценки устойчивости пучка важно знание функции распределения  $F = dI / dV_{\perp}$  электронов по вращательным скоростям [13].

Последняя вычислялась путем деления всего полученного диапазона осцилляторных скоростей в рабочем пространстве на  $N$  интервалов ( $N \sim 10-20$ ) и подсчета доли тока пучка, попадающего в каждый такой интервал. По полученным таким образом опорным точкам строился кубический сплайн [20], который и принимался за искомую функцию распределения. Далее путем интегрирования полученной  $F(V_{\perp})$  находились уровни кривой отсечки коллекторного тока и по ним, используя соотношения (6) – питч-фактор, доля колебательной энергии и скоростной разброс. Графическое представление  $F(V_{\perp})$  возможно как в виде гистограммы, так и непрерывной функции.



**Рис. 3.** Графическое представление электронного пучка на эмиттере (*At emitter*) и в заданном сечении (*At z = 110*) как для всего пучка в целом, так и его фракций для: *а* – для случая однородной эмиссии; *б* – для одного из двух эмитирующих участков катода, сдвинутых по азимуту на 180 градусов и имеющих угловую ширину 90 градусов.

Алгоритмы, реализованные в постпроцессоре, позволяют также анализировать азимутальный дрейф как электронного пучка в целом, так и его отдельных фракций в процессе движения, что показано на рис. 3. Это особенно важно для систем с пространством взаимодействия в виде многозеркальных резонаторов, где для правильного размещения электродинамической системы необходимо знать угол поворота пучка относительно его стартового положения.

### Тестирования методики численного анализа

Для оценки точности разработанных алгоритмов выполнено численное моделирование магнетронно-инжекторной пушки гиротрона, работающего в сантиметровом диапазоне длин волн. Гиротрон имел следующие параметры: ток  $I = 3$  А, ускоряющее напряжение  $U_0 = 16$  кВ, рабочее магнитное поле  $B_0 = 0,337$  Т. Расчеты параллельно проводились по широко используемой при моделировании большинства ЭОС гиротронов, разработанных в ИПФ РАН, 2-мерной программе EPOS [13], а также по изложенной выше методике траекторного анализа, использующей пакет CST Studio Suite и разработанные программы пред- и пост-обработки.

Рассматривалась электронно-оптическая система (см. рис. 4), формирующая регулярно пересекающийся пучок, где существенную роль при формировании скоростного распределения играют как поле пространственного заряда пучка, так и тепловые скорости и шероховатости эмиттера. Рассчитывался вариант с однородной по азимуту эмиссией как без учета тепловых скоростей и шероховатости эмиттера (результаты представлены в табл. 1),

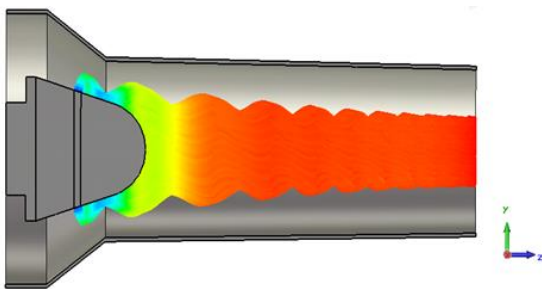


Рис. 4. Электронно-оптическая система МИП сантиметрового диапазона длин волн.

так и при наличии указанных факторов (результаты отражены на рис. 5), при этом в первом случае разброс определялся по соотношению (1), во втором – по формуле (2). В последнем случае разброс составил 33,4 % и 31,8 % по программам EPOS и CST Studio Suite соответственно. Близкими оказываются и функции распределения по осцилляторным скоростям  $F = dI / dV_{\perp}$ .

Таблица 1

### Результаты расчета аксиально-симметричного варианта МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн

Программа расчета	Питч-фактор, $g$	Скоростной разброс $\delta V_{\perp}$ , %
EPOS	1,369	25,79
CST Studio Suite	1,308	24,53

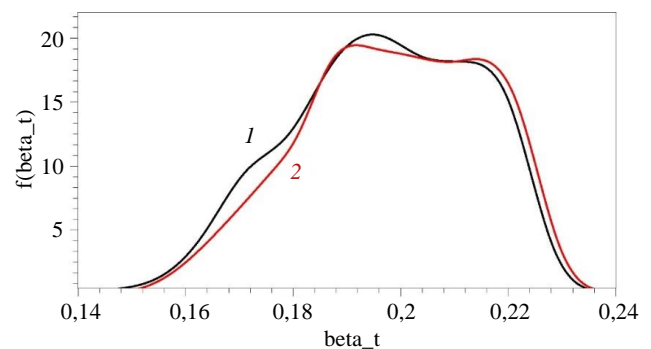


Рис. 5. Функций распределения по осцилляторным скоростям для случая учета начальных тепловых скоростей и шероховатостей: кривая 1 – программа EPOS, кривая 2 – CST Studio Suite с использованием разработанных программ пред- и пост-обработки.

Второй метод тестирования предлагаемого подхода состоял в сравнении расчетов в CST Studio Suite при задании однородной эмиссии с помощью программы-препроцессора и с помощью стандартного интерфейса задания эмиссии. Результаты расчетов для однородной по азимуту эмиссии и случая, когда эмитируют 2 участка катода, сдвинутые по азимуту на 180 градусов (см. рис. 1, в) приведены в табл. 2. Данные табл. 2, полученные по формуле (2), показывают, что задание эмиссии программой-препроцессором не вносит дополнительных ошибок в расчет МИП и результаты расчетов для двух вариантов задания эмиссионной поверхности находятся в хорошем соответствии.

Таблица 2

**Результаты расчета МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн по программе CST Studio Suite с различными вариантами эмиссии**

Вид эмиссии	Питч-фактор, $g$		Скоростной разброс $\delta V_{\perp}$ , %	
	Стартовые условия программы CST Studio Suite	Стартовые условия заданы программой предобработки	Стартовые условия программы CST Studio	Стартовые условия заданы программой предобработки
Однородная эмиссия	1,305	1,308	23,74	24,53
Эмиттер из 2 участков, сдвинутых по азимуту (рис. 1, в)	1,150	1,1545	37,75	39,61

Согласно полученным данным, можно сделать вывод, что CST Studio Suite при использовании программ для пред- и пост-обработки дает достаточно близкие результаты к программе EPOS, несмотря на то, что расчеты в программах EPOS и CST Studio Suite ведутся на основе разных численных методов.

Также можно отметить, что расчеты соответствуют ожидаемой физической картине, поскольку, как правило, неоднородность эмиссии приводит к снижению питч-фактора и увеличению скоростного разброса в пучке.

**Результаты численного моделирования азимутальной неоднородности эмиссии МИП гиротрона миллиметрового диапазона длин волн**

В данном разделе в качестве примера, иллюстрирующего возможности развитой методики, рассмотрена электронно-оптическая система для гиротрона с рабочей частотой 263 ГГц и выходной мощностью несколько сотен ватт [27] (см. рис. 1, а), разработанного в ИПФ РАН для спектроскопических исследований. В последние годы гиротроны такого класса активно применяются для решения задач спектроскопии и диагностики различных сред, в частности, уже созданы гиротроны с  $P \sim 50\text{--}100$  Вт при  $f \sim 200\text{--}300$  ГГц [28]. Достижимый уровень мощности и способность работы в непрерывном режиме с высокой стабильностью выходных параметров, необходимых для спектроскопии, в значительной степени зависят от качества формируемого МИП винтового электронного пучка.

Согласно расчетам с помощью программы EPOS [13], данная пушка обеспечивает сле-

дующие характеристики пучка для тока 0,1 А: питч-фактор 1,36 и разброс поперечных скоростей 2,6 % (см. определение (3)), обладая при этом устойчивостью к малым изменению параметров магнитной системы. Расчеты программой EPOS и CST Studio Suite при использовании разработанных программ пред- и пост-обработки, демонстрируют хорошее соответствие, что отражено в табл. 3.

Таблица 3

**Результаты расчета аксиально-симметричного варианта МИП гиротрона с  $f = 263$  ГГц**

Программа расчета	Питч-фактор, $g$	Скоростной разброс $\delta V_{\perp}$ , %
EPOS	1,36	2,56
CST Studio Suite	1,36	2,02

В последнее время особый интерес представляет исследование возможности адаптации данной электронно-оптической системы для работы с гиротронами с открытыми резонаторами.

Как отмечалось ранее, для увеличения селективности возбуждения рабочей моды, выходной мощности и КПД спектроскопических гиротронов целесообразно использовать многозеркальные резонаторы и, соответственно, катод с числом секторов, равным количеству зеркал резонатора. Ниже рассмотрена модификация ЭОС (рис. 6), предназначенная для установки в простейшем варианте такой лампы с двухзеркальным резонатором. Катод имел два участка эмиссии с угловыми размерами 90 градусов каждый, причем с центрами секторов, отстоящими друг от друга на 180 градусов. Расчеты были проведены по описанной выше методике с использованием программ пред- и пост-обработки и формулы (3) для



расчета скоростного разброса. Согласно расчетам (см. табл. 4), замена целого катода на катод, состоящий из двух секторов, приводит к небольшому снижению питч-фактора до величины 1,18 и росту разброса скоростей до 5,3 % уже при токе 1 А. Дальнейшее увеличение тока в 2–3 раза с целью повышения выходной мощности гиротрона еще больше сказывается на параметрах пучка, однако это еще не приводит к существенному ухудшению параметров ВЭП.

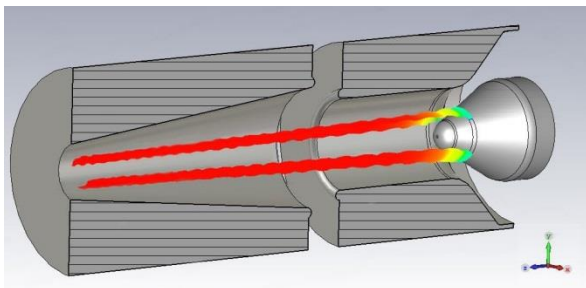


Рис. 6. Модификация ЭОС гиротрона с  $f = 263$  ГГц, предназначенной для случая двухзеркального резонатора.

Таблица 4

Результаты расчета МИП гиротрона с  $f = 263$  ГГц по программе CST Studio Suite с различными вариантами эмиссии для тока 1 А

Вид эмиссии	Питч-фактор, $g$	Скоростной разброс $\delta V_{\perp}$ , %
Однородная эмиссия	1,269	3,148
Эмиттер из 2 участков, сдвинутых по азимуту (см. рис. 1, в)	1,178	5,329

Как уже отмечалось ранее, алгоритмы, реализованные в программе постобработки, позволяют анализировать азимутальный дрейф электронного пучка в процессе движения, что особенно важно для систем с пространством взаимодействия в виде многозеркальных резонаторов. В данной системе азимутальный дрейф (см. рис. 7) составил 22 градуса, что необходимо учитывать при проектировании электродинамической системы гиротрона.

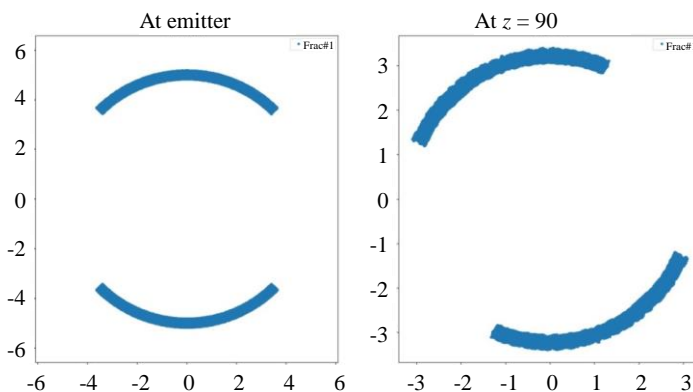


Рис. 7. Графическое представление электронного пучка на эмиттере (*At emitter*) и в резонаторе (*At z = 90*) для случая, когда два эмитирующих участка катода, сдвинуты по азимуту на 180 градусов и имеют угловую ширину 90 градусов.

## Заключение

Разработана методика компьютерного моделирования трехмерных электронно-оптических систем формирования винтовых электронных пучков с неоднородным по азимуту распределением плотности тока эмиссии, предназначенных для использования в существующих и перспективных вариантах гиротронов. Предложенная методика впервые позволяет учесть влияние неоднородного распределения плотности тока эмиссии совместно с учетом тепловых скоростей электронов, шероховатостей эмитирующей поверхности и трехмерными возмущениями геометрии ЭОС.

Описан алгоритм траекторного анализа, основанный на специальном задании начальных условий для эмиттируемых с катода частиц, последующем численном расчете электронных траекторий с помощью комплекса программ CST Studio Suite и далее специфической для систем формирования ВЭП методике расчета их параметров, пригодной для последующего расчета электронно-волнового взаимодействия и КПД прибора.

Результаты тестирования методики на примере расчета МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн иллюстрируют достаточно высокую точность предложенной методики.

На примере МИП спектроскопического гиротрона миллиметрового диапазона с двухзеркальным резонатором показана возможность формирования ВЭП с приемлемым качеством при использовании секционированного по азимуту эмиттера МИП.

Авторы благодарны М. Ю. Глявину, С. В. Мишакину, В. Ю. Заславскому за многочисленные полезные дискуссии в ходе выполнения данной работы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00142.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Litvak A. G., Denisov G. G., Myasnikov V. E., Tai E. M., Azizov E. A., Ilin V. I. // Int. J. IRMM&THzWaves. 2011. Vol. 32. No. 3. P. 337.
2. Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers (Update 2013), KIT Scientific Reports, vol. 7662 (KIT Scientific Publishing), pp. 1–138, 2014.
3. Bratman V., Glyavin M., Idehara T., Kalynov Y., Luchinin A., Manuilov V., Mitsudo S., Ogawa I., Saito T., Tatsumatsu Y., Zapevalov V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. Vol. 37. No. 1. P. 36.
4. Glyavin M. Yu., Idehara T., Sabchevski S. P. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. Vol. 5. No. 5. P. 788.
5. Gol'denberg A. L., Petelin M. I. // Radiophys. Quantum Electron. 1973. Vol. 16. No. 1. P. 106.
6. Лукша О. И. Винтовые электронные потоки гиротронов: динамика пространственного заряда и методы повышения качества. Дисс. ... докт. физ.-мат. наук / СПбГПУ. Санкт-Петербург, 2011.
7. Joye C. D., Shapiro M. A., Sirigiri J. R., Temkin R. J. // IEEE Transactions on electron devices. 2009. Vol. 56. No. 5. P. 818.
8. Zapevalov V. E. // Radiophys. Quantum Electron. 2018. Vol. 61. No. 4. P. 272.
9. Ilyakov E. V., Kulagin I. S., Manuilov V. N., Shevchenko A. S. // Radiophys. Quantum Electron. 2007. Vol. 50. No. 9. P. 713.
10. Tsimring Sh. E. // Radiophys. Quantum Electron. 1972. Vol. 15. No. 8. P. 952.
11. Louksha O., Pioszyk B., Sominski G. et al. // IEEE Trans. Plasma Science. 2006. Vol. 34. No. 3. P. 502.
12. Hermansfeldt W.B. Electron trajectory program – SLAC Report 226, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, 1979.
13. Krivosheev P. V., Lygin V. K., Manuilov V. N., Tsimring Sh. E. // Int. J. of Infrared and MM waves. 2001. Vol. 22. No. 8. P. 1119.
14. Luksha O. I., Trofimov P. A. // Tech. Phys. 2018. Vol. 63. No. 4. P. 598.
15. Pagonakis John Gr., Vomvoridis John L. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32. No. 3. P. 890.
16. Malygin A., Illy S., Pagonakis I. Gr., Piosczyk B., Kern S., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41. No. 10. P. 2717.
17. Goldenberg A. L., Glyavin M. Yu., Leshcheva K. A., Manuilov V. N. // Radiophys. Quantum Electron. 2017. Vol. 60. No. 5. P. 395.
18. <https://www.cst.com/Products/CST>
19. Python Software Foundation: [www.python.org](http://www.python.org)
20. Lygin V. K. // Int. J. of Infrared and MM waves. 1995. Vol. 16. No. 2. P. 363.
21. Цимринг Ш. Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков; – Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2012. [S. E. Tsimring, Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics (John Wiley & Sons, Inc., 2007)].
22. Nusonovich G. S. Introduction to the Physics of Gyrotrons – John Hopkins University press, 2004.
23. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. // ЖТФ. 1981. Т. 26. Вып. 12. С. 2483.
24. Bratman V. L., Kalynov Yu. K., Manuilov V. N., Samsonov S. V. // Tech. Phys. 2005. Т. 50. No. 12. P. 1611.
25. Kuftin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., Postnikova A. S., Zapevalov V. E. // Int. J. of Infrared and MM waves. 1999. Vol. 20. No. 3. P. 361.
26. Manuilov V. N., Semenov V. E. // Radiophys. Quantum Electron. 2016. Vol. 59. No. 1. P. 33.
27. Kuftin A. N., Manuilov V. N. // Radiophys. Quantum Electron. 2016. Vol. 59. No. 2. P. 130.
28. Glyavin M. Yu., Denisov G. G., Zapevalov V. E., Kuftin A. N., Luchinin A. G., Manuilov V. N., Morozkin M. V., Sedov A. S., Chirkov A. V. // Journal of Communications Technology and Electronics. 2014. Vol. 59. No. 8. P. 792.
29. Kuftin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., Rasky B. V., Solujanova E. A., Tsimring Sh. E. // Int. J. of Infrared and MM waves. 1993. Vol. 14. No. 4. P. 783.

PACS: 41.75.Fr, 41.85.Ew, 41.85.Qg

## Numerical simulation of 3-D systems of formation of helical electron beams of gyro-devices with azimuthally inhomogeneous distribution of emission current

K. A. Leshcheva and V. N. Manuilov

Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod  
23 Gagarin Ave., Nizhniy Novgorod, 603950, Russia

E-mail: ksenilescheva@mail.ru; manuilov@rf.unn.ru

Received March 22, 2019

***A method of computer simulation of three-dimensional electron-optical systems (EOS) of formation of helical electron beams (HEB) with inhomogeneous distribution of azimuthal emission current density, designed for use in existing and new types of gyrotrons is suggested. The technique allows one to take into account the effect of inhomogeneous distribution of the emission current density together with the thermal velocities of electrons, the roughness of the emission surface and three-dimensional perturbations of the EOS geometry for the first time. The algorithm for the analysis of the trajectories is based on setting of specific initial conditions for the particles emitted from the cathode, numerical calculation of the electron trajectories by using the software CST Studio Suite, and on the method of calculation of characteristic the HEB formation suitable for the subsequent calculation of electron-wave interaction and the electron efficiency of the device. The results of a direct numerical simulation of systems with different variants of violations of azimuthal symmetry of the radiation current density are presented.***

**Keywords:** gyrotron, helical electron beam, magnetron-injection gun, pitch factor, velocity distribution.

## REFERENCES

1. A. G. Litvak, G. G. Denisov, V. E. Myasnikov, E. M. Tai, E. A. Azizov, and V. I. Ilin, *Int. J. IRMM&THz Waves* **32** (3), 337 (2011).
2. M. Thumm, *State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers* (Update 2013) KIT Scientific Reports, vol. 7662 (KIT Scientific Publishing, 2014).
3. V. Bratman, M. Glyavin, T. Idehara, Y. Kalynov, A. Luchinin, V. Manuilov, S. Mitsudo, I. Ogawa, T. Saito, Y. Tatematsu, and V. Zapevalov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** (1), 36 (2009).
4. M. Yu. Glyavin, T. Idehara, and S. P. Sabchevski, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **5** (5), 788 (2015).
5. A. L. Gol'denberg and M. I. Petelin, *Radiophys. Quantum Electron.* **16** (1), 106 (1973).
6. O. I. Luksha *Helical electron gyrotron fluxes: space charge dynamics and methods for improving the quality*: Thesis ... doctor of phys.-math. sci. (SPbGU, Saint-Peretsburg, 2011).
7. C. D. Joye, M. A. Shapiro, J. R. Sirigiri, and R. J. Temkin, *IEEE Transactions on electron devices* **56** (5), 818 (2009).
8. V. E. Zapevalov, *Radiophys. Quantum Electron.* **61** (4), 272 (2018).
9. E. V. Ilyakov, I. S. Kulagin, V. N. Manuilov, and A. S. Shevchenko, *Radiophys. Quantum Electron.* **50** (9), 713 (2007).
10. Sh. E. Tsimring, *Radiophys. Quantum Electron.* **15** (8), 952 (1972).
11. O. Louksha, B. Pioszyk, G. Sominski et al., *IEEE Trans. Plasma Science.* **34** (3), 502 (2006).
12. W. B. Hermannsfeldt *Electron trajectory program* // SLAC Report 226, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, 1979. 119 p.
13. P. V. Krivosheev, V. K. Lygin, V. N. Manuilov, and Sh. E. Tsimring, *Int. J. of Infrared and MM waves.* **22** (8), 1119 (2001).
14. O.I. Luksha and P. A. Trofimov, *Technical Physics* **63** (4), 598 (2018).
15. J. Gr. Pagonakis and J. L. Vomvoridis, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** (3), 890 (2004).
16. A. Malygin, S. Illy, I. Gr. Pagonakis, B. Piosczyk, S. Kern, et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** (10), 2717 (2013).
17. A. L. Goldenberg, M. Yu. Glyavin, K. A. Leshcheva, and V. N. Manuilov, *Radiophys. Quantum Electron.* **60** (5), 395 (2017).
18. <https://www.cst.com/Products/CST>
19. *Python Software Foundation*: [www.python.org](http://www.python.org)
20. V. K. Lygin, *Int. J. of Infrared and MM waves.* **16** (2), 363 (1995).
21. S. E. Tsimring, *Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics* (John Wiley & Sons, Inc., 2007; IAP RAS, Nizhny Novgorod, 2012).
22. G. S. Nusonovich, *Introduction to the Physics of Gyrotrons* (John Hopkins University press, 2004).
23. V. N. Manuilov and S. E. Tsimring, *Technical Physics* **26** (12), 2483 (1981).
24. V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov, and S. V. Samsonov, *Tech. Phys.* **50** (12), 1611 (2005).
25. A. N. Kuftin, V. K. Lygin, V. N. Manuilov, A. S. Postnikova, and V. E. Zapevalov, *Int. J. of Infrared and MM waves.* **20** (3), 361 (1999).
26. V. N. Manuilov and V. E. Semenov, *Radiophys. Quantum Electron.* **59** (1), 33 (2016).
27. A. N. Kuftin and V. N. Manuilov, *Radiophys. Quantum Electron.* **59** (2), 130 (2016).
28. M. Yu. Glyavin, G. G. Denisov, V. E. Zapevalov, A. N. Kuftin, A. G. Luchinin, V. N. Manuilov, M. V. Morozkin, A. S. Sedov, and A. V. Chirkov, *Journal of Communications Technology and Electronics* **59** (8), 792 (2014).
29. A. N. Kuftin, V. K. Lygin, V. N. Manuilov, B. V. Raisyky, E. A. Solujanova, and Sh. E. Tsimring, *Int. J. of Infrared and MM waves.* **14** (4), 783 (1993).