

УДК 537.311.1

## Учет вторичных электронов при численном моделировании интенсивных винтовых электронных пучков гиротронов

П. В. Кривошеев, В. Н. Мануилов  
Нижегородский госуниверситет, г. Н. Новгород, Россия

*Описана учитывающая вторичную эмиссию электронов с поверхности катода модель для расчета параметров винтовых электронных пучков, формируемых магнетронно-инжекторными пушками гиротронов. Проведено сравнение результатов моделирования с данными модели, не учитывающей вторичную эмиссию.*

Одной из характерных особенностей магнетронно-инжекторных пушек (МИП), формирующих интенсивные винтовые электронные пучки (ВЭП), является пробочная конфигурация магнитного поля. Это приводит при больших питч-факторах (питч-фактор  $g = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$ , где  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  — соответственно скорости вращения электрона и скорость его движения вдоль силовой линии магнитного поля) к тому, что часть электронов с наибольшими вращательными скоростями отражается от магнитного зеркала. Отраженные частицы захватываются в адиабатическую ловушку между катодом и рабочим пространством (рис. 1).

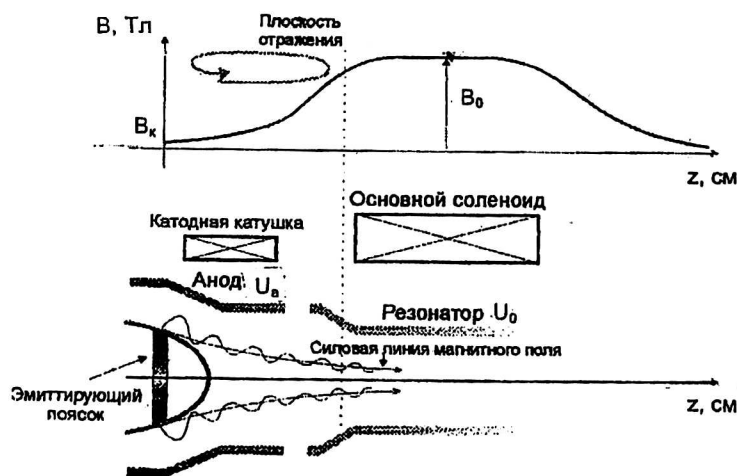


Рис. 1. Общая схема электронно-оптической системы гиротрона:  $U_a$  и  $U_0$  — потенциалы анода и резонатора относительно катода

Захваченные электроны могут ухудшить качество ВЭП и вызывать нестабильность пучка в некоторых режимах [1]. Для обеспечения устойчивости пучка приходится снижать долю осцилляторной энергии в потоке и, следовательно, КПД гиротрона. Поэтому очевидна необходимость изучения физических процессов, происходящих при захвате электронов в адиабатическую ловушку. В первых работах по численному моделированию МИП с учетом отраженных электронов [2] было показано, что захваченные в ловушку элек-

троны могут бомбардировать катод, что вызывает вторичную эмиссию с поверхности катода и дополнительный захват вторичных электронов в адиабатическую ловушку. Поэтому представляет интерес исследование процесса бомбардировки катода захваченными электронами и влияния вторичной эмиссии на процесс формирования электронного потока. Как было показано ранее в [2], большая часть заряда бомбардирующих катод частиц (свыше 50 %) приходится на зону, находящуюся левее эмиттера в более слабом магнитном поле. Это позволяет ожидать, что вероятность захвата электронов, возникающих при вторичной эмиссии с катода, выше для участка катода, лежащего слева от эмиттера. На рис. 2 приведено вычисленное по статической модели отношение  $t_{\perp}$  осцилляторной энергии к полной для электронов стартующих с разных участков зоны бомбардировки в типичной электронно-оптической системе гиротрона сантиметрового диапазона.

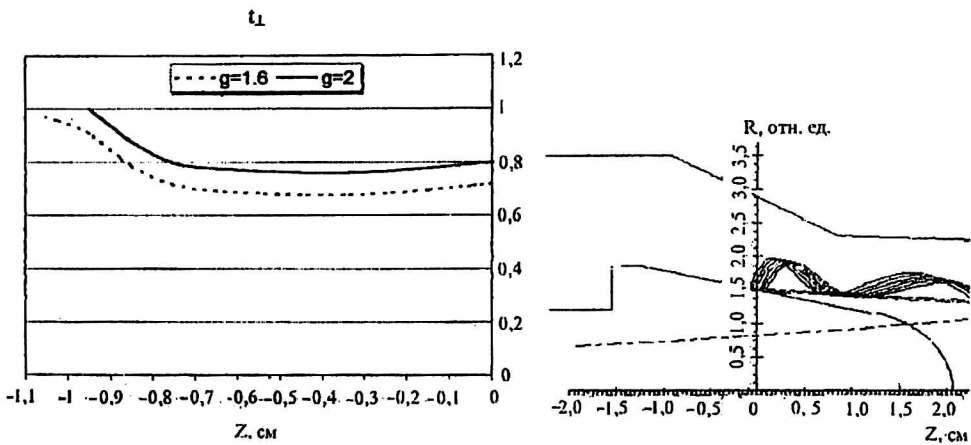


Рис. 2. Зависимость доли вращательной энергии частиц, стартующих с разных участков катода для различных питч-факторов  $g$ . (Справа указана конфигурация соответствующей ЭОС)

По мере сдвига влево от эмиттера величина  $t_{\perp}$  сначала слегка падает (как следствие уменьшения электрического поля между анодом и катодом (см. рис. 2)), а затем наблюдается быстрый рост отношения осцилляторной энергии к полной до 1. Таким образом, почти все вторичные электроны, стартующие с зоны быстрого роста осцилляторной энергии, будут захватываться в ловушку. В результате даже при небольшой плотности тока вторичной эмиссии величина захваченного в адиабатическую ловушку заряда вторичных электронов может оказаться сопоставимой с величиной захваченного заряда для первичного потока и существенно повлиять на качество пучка. Таким образом, необходимо дальнейшее развитие численной модели ВЭП путем учета вторичной эмиссии.

### Модель вторичной эмиссии

Согласно проведенным ранее расчетам [2], в азимутальной и меридиональной плоскостях электроны бомбардируют поверхность катода в основном под углами, не превышающими 20—30° к нормали. Экспериментальные данные [3—5] показывают слабую зависимость коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от угла падения первичных электронов  $\theta$  в диапазоне 0—30°. Таким образом, при моделировании вторичной эмиссии нет необходимости учиты-

вать зависимость  $\sigma(\theta)$  и достаточно использовать зависимость  $\sigma$  от энергии падающих частиц для случая нормального падения.

Наибольшее влияние на параметры ВЭП, очевидно, оказывают те вторичные электроны, которые захватываются в адиабатическую ловушку и совершают многократные колебания между катодом и магнитным зеркалом.

Угловое распределение истинно вторичных электронов при нормальном падении характеризуется диаграммой направленности, близкой к окружности, т. е. близко к косинусоидальному (рис. 3) [4]:

$$\frac{dI}{d\theta} = \cos(\theta).$$

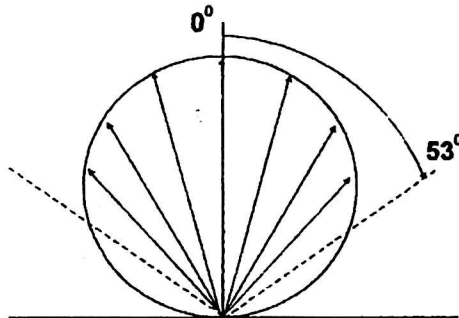


Рис. 3. Диаграмма направленности вторичных электронов при вылете с поверхности катода в азимутальном направлении и диапазон углов  $[-\theta^*, \theta^*]$ , в пределах которого вылетает 80 % вторичного тока ( $\theta^* = 53^\circ$ )

Вероятность захвата определяется осцилляторной скоростью вторичного электрона. Последняя зависит от трех факторов: величин электрического и магнитного полей в точке старта, начальной энергии частицы при вылете, и скорости, приобретенной в локальном поле шероховатости эмитирующей поверхности [6]. Главную роль при формировании осцилляторной скорости играют азимутальные начальные скорости, а радиальные и продольные скорости по сравнению с азимутальными определяют эффект следующего порядка малости [6].

Очевидно, электроны вылетевшие под углом  $\theta$ , близким к  $90^\circ$ , имеют повышенную вероятность захвата в адиабатическую ловушку. Однако такие частицы несут малую долю тока вторичных электронов. Найдем диапазон углов  $[-\theta^*, \theta^*]$  в пределах которого вылетают 80 % вторичного тока (см. рис. 3).

Аналогичная величина тока учитывается при экспериментальных измерениях методом тормозящего поля [1]. Очевидно,  $\theta^*$  определяется из условия:

$$\frac{\int_{-\theta^*}^{\theta^*} \cos(\theta) d\theta}{\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta) d\theta} = 0,1. \quad (1)$$

Из (1) легко получить, что угол  $\theta^* = 0,926$  рад, или  $53^\circ$ .

Вероятность захвата вторичного электрона зависит от скоростного разброса, вызванного начальной скоростью электрона. Оценим относительный разброс вращательных скоростей на катоде из-за начальной энергии вторичных электронов как:

$$\delta v_w = \frac{2V_{\theta sec}(\theta^*)}{V_{tot}}, \quad (2)$$

где  $V_{\theta sec}(\theta^*)$  — азимутальная компонента скорости вторичных электронов, вылетающих под углом  $\theta^*$ . Последнюю найдем из соотношения:

$$V_{\theta sec}(\theta^*) = \sqrt{2\eta U_{sec}} \cdot \sin(\theta^*),$$

здесь  $U_{sec}$  — энергия вторичных электронов. Величина  $V_{tot}$  в (2) является полной осцилляторной скоростью электронов на катоде и определяется формулой [6]:

$$V_{\perp cat} = \sqrt{2\eta U_{\perp}} = \sqrt{2\eta t_{\perp} U_0} = \sqrt{2\eta \frac{t_{\perp 0}}{\alpha} U_0},$$

где  $\alpha$  — отношение магнитных полей на катоде и в рабочем пространстве;

$U_0$  — потенциал резонатора;

$t_{\perp 0}$  — доля осцилляторной энергии в рабочем пространстве.

Если принять величину  $\alpha = 5$  (что характерно для гиротронов сантиметрового диапазона длин волн),  $t_{\perp 0} = 0,6$ ;  $U_0 = 60$  кВ и энергию вторичных электронов  $U_{sec} = 4$  В, то из (2) значение разброса  $\delta v_w \approx 4$  %. При  $\alpha = 25$  (величина, характерная для гиротронов миллиметрового диапазона) значение разброса будет больше и составит  $\delta v_w \approx 8,5$  %.

Таким образом, по крайней мере в сантиметровом диапазоне длин волн величина разброса оказывается достаточно малой по сравнению со скоростным разбросом в первичном пучке [7, 8] и, по-видимому, слабо влияет на захват вторичных электронов в адиабатическую ловушку.

Вылетевший вторичный электрон сразу после старта попадает в неоднородное электрическое поле микрошероховатостей катода, которое приводит к разбросу, определяемому формулой [6]:

$$\delta v_{шер} \approx 1,5 \sqrt{\frac{r_0}{h}},$$

где  $r_0$  — размер шероховатостей;  $h$  — высота подъема первого максимума электронной траектории над поверхностью катода.

При типичных для сантиметрового диапазона  $r_0$  и  $h$  величина  $\delta v_{шер}$  находится в пределах от 4 до 7—8 %. Как видно, суммарный разброс за счет наличия начальной энергии у вторичных электронов и шероховатостей поверхности катода относительно невелик и, по-видимому, еще мало сказывается на процессе захвата электронов в адиабатическую ловушку. Поэтому в первом приближении для МИП гиротронов сантиметрового диапазона можно считать, что вторичный электрон стартует с катода с нулевой начальной скоростью. В миллиметровом диапазоне обе компоненты разброса ( $\delta v_w$  и  $\delta v_{шер}$ ) существенно увеличиваются и это необходимо учитывать при моделировании.

Для построения численной модели, учитывающей вторичную эмиссию, необходимо также знать зависимость коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от

энергии бомбардирующих катод электронов  $U$ . Анализ экспериментальных данных [2–4] позволяет построить аппроксимирующую зависимость  $\sigma/\sigma_{\max}(U/U_{\max})$  (рис. 4 а, б), которая отражает основные закономерности поведения приведенной кривой вторичной эмиссии.

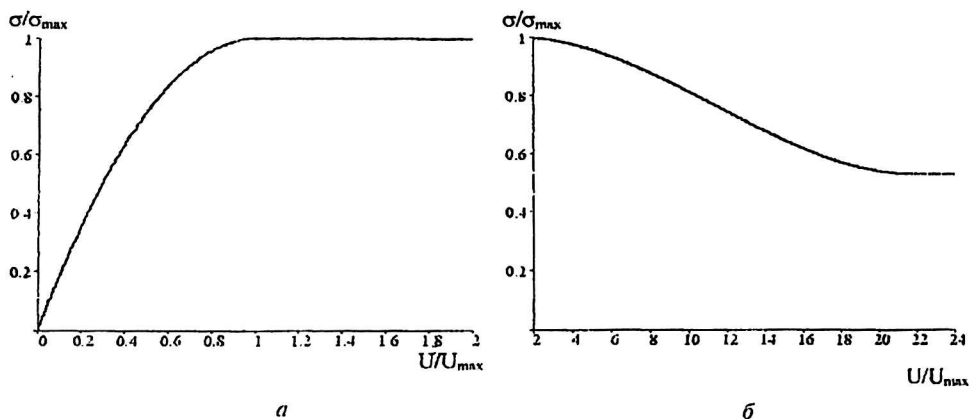


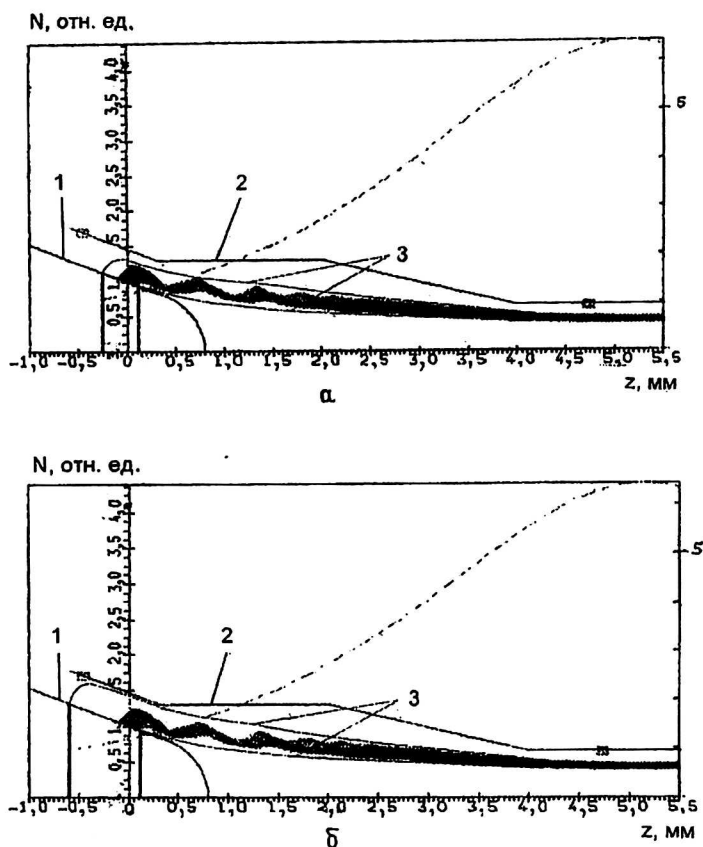
Рис. 4. Аппроксимирующие зависимости:  $\sigma/\sigma_{\max}(U/U_{\max})$ :  
а — возрастающий участок; б — падающий участок

Таким образом, в использованной ниже методике учета в численной модели вторичных электронов, образовавшихся в результате бомбардировки катода отраженными от магнитного зеркала частицами, вторичные частицы стартуют с катода с нулевой начальной скоростью, а соответствующий заряд крупной частицы рассчитывается по коэффициенту вторичной эмиссии  $\sigma$  для случая нормального падения.

### Результаты моделирования

Ниже приведены результаты расчета пушки диодного типа, работающей в закритическом режиме с «холодным» питч-фактором  $g_0 = 1,9\text{--}2,0$  и формирующей пограничный пучок [1]. Данный тип пучка в настоящее время является наиболее часто используемым, так как экспериментальные данные показывают, что пограничный пучок наиболее устойчив [1]. Для учета отраженных от магнитного зеркала частиц использовались динамические модели, позволявшие проводить расчеты соответственно без учета [2] и с учетом вторичной эмиссии (см. выше). Предполагалось, что вторично-эмиссионные свойства поверхности катода одинаковы по всей его поверхности. В расчетах использовались величины  $\sigma$ , типичные для молибдена.

На рис. 5 показаны карты плотности пучка для модели без учета вторичной эмиссии (а) и с учетом вторичной эмиссии (б), соответственно, при  $t_j = 0,2$ , где  $t_j$  — отношение тока пучка к ленгмюровскому току пушки. На этих же рисунках показаны границы зоны бомбардировки катода. Видно, что при учете вторичной эмиссии зона бомбардировки сильно расширяется и сдвигается влево, а отраженные электроны (несмотря на довольно большую закритичность системы) поднимаются вверх и могут образовать анодный ток.

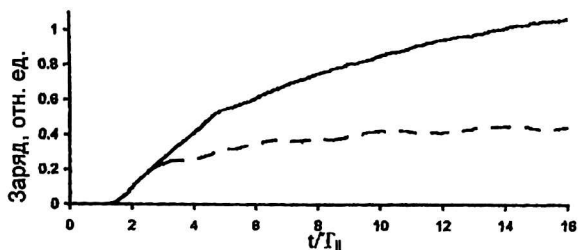


**Рис. 5. Карта плотности пучка для модели:**  
 а — без учета вторичной эмиссии; б — с учетом вторичной эмиссии  
 (вертикальными линиями отмечены границы зоны бомбардировки катода);  
 1 — граница катода; 2 — граница анода и резонатора;  
 3 — границы зоны, занятой отраженными электронами

Зависимость захваченного в адиабатическую ловушку заряда (по отношению к заряду первичного, т. е. еще не успевшего отразиться пучка) от времени приведена на рис. 6. Захваченный в адиабатическую ловушку заряд становится в 3 раза больше, по сравнению с зарядом, рассчитанным по модели, не учитывающей вторичную эмиссию. Возрастает также время установления стационарного состояния электронного облака.

**Рис. 6. Зависимость захваченного в адиабатическую ловушку заряда от времени (время отнормировано на величину  $T_{||}$  — среднее время пролета электрона от катода до рабочего пространства):**

--- без учета вторичной эмиссии;  
 — с учетом вторичной эмиссии



При учете вторичной эмиссии возрастает также и разброс осцилляторных скоростей в рабочем пространстве, вычисленный по функции распределения электронов по осцилляторным скоростям  $F(v_{\perp})$  (рис. 7). Скоростной разброс без учета вторичной эмиссии при  $t_j = 0,1$ :  $\delta v_{\perp} \approx 25\%$ . Скоростной разброс с учетом вторичной эмиссии при  $t_j = 0,1$ :  $\delta v_{\perp} \approx 30\%$ .

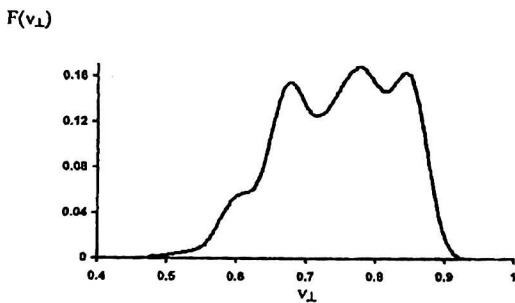


Рис. 7. Функция распределения по осцилляторным скоростям в рабочем пространстве при  $t_j = 0,1$  при учете вторичной эмиссии

Распределение заряда бомбардирующих катод частиц вдоль его поверхности показано на рис. 8. Представляет практический интерес сопоставление величин заряда попавшего при бомбардировке на эмиттер и слева от эмиттера.

Без учета вторичной эмиссии

Заряд попадающий, %:

левее эмиттера..... 52  
на эмиттер ..... 48

С учетом вторичной эмиссии

Заряд попадающий, %:

левее эмиттера..... 84  
на эмиттер ..... 16

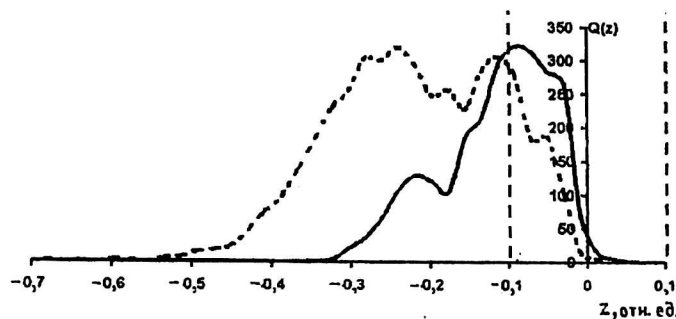


Рис. 8. Распределение заряда бомбардирующих катод частиц вдоль его поверхности. Границы эмиттера:

--- с учетом вторичной эмиссии; — без учета вторичной эмиссии

Таким образом, при учете вторичной эмиссии большинство бомбардирующих катод электронов попадает левее эмиттера, и учет вторичной эмиссии в численной модели приводит к существенному увеличению времени установления стационарного состояния электронного облака. Происходит заметное расширение зоны бомбардировки катода отраженными от магнитного зеркала электронами. Захваченный в адиабатическую ловушку пространственный заряд возрастает в 3—4 раза по сравнению с данными модели, не учитывающей вторичную эмиссию [2].

## Литература

1. Запевалов В. Е., Куфтин А. Н., Лыгин В. К., Цимринг Ш. Е. Численное моделирование и экспериментальное исследование магнетронно-инжекторных пушек гиротронов // Изв. вузов. Радиофизика, 1992. Т. 35. № 11—12. С. 999.
2. Кривошеев П. В., Лыгин В. К., Мануилов В. Н. // Труды международной межвузовской конференции "Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ", 20—24 марта, 2001, Саратов.

3. Гапонов В. И. Электроника. Ч. 1. — М.: Физматгиз. 1960.
4. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука. 1969.
5. Физические величины: Справочник/ Под ред. И. С. Григорьевы, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
6. Цимринг Ш. Е. О разбросе скоростей в винтовых электронных пучках//Изв. вузов. Радиофизика, 1972. Т. 15. № 8. С. 1247—1259.
7. Цимринг Ш. Е. Формирование винтовых электронных пучков. В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар для инженеров). Кн. 4. — Саратов: СГУ, 1974. С. 3—94.
8. Авдошин Е. Г., Гольденберг А. Л. Экспериментальное исследование адиабатических электронных пушек МЦР//Изв. вузов. Радиофизика, 1973. Т. 16. № 10. С. 1605—1612.

## The registration of secondary electrons at numerical modeling the intensive propeller beams of gyrotrons

*P. V. Krivosheev, V. N. Manuilov*

The Nizhniy Novgorod State University, N. Novgorod, Russia

*The taking into account secondary emission of electrons from a surface of the cathode model for calculation of parameters of propeller electron beams is circumscribed in the paper, and the beams are shaped by the magnetron-injector guns of gyrotrons. Matching results of the simulation with data of a model which is not taking into account secondary electron emission is conducted.*