

Modelling a geometry of high-voltage glow discharge electrode systems forming the profile electron beams

I. V. Melnik

Kiev Polytechnic Institute, Kiev, Ukraine

The physical and mathematical model of geometry of high-voltage glow discharge electron-optical systems is offered. The systems are forming the profile electron beams. The results of modeling an electric field for electrode systems forming the disk and tubular beams are given. The influence of geometrical parameters of electron-optical systems on a location of the boundary of plasma and its emissive properties is theoretical explored.

УДК 681.7

Влияние отраженных от магнитного зеркала электронов на формирование электронного пучка в релятивистском гиротроне

Н. И. Зайцев, Е. В. Иляков, И. С. Кулагин

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В. Н. Мануилов

Нижегородский государственный университет, г. Нижний Новгород, Россия

Приведены результаты численного моделирования электронно-оптической системы (ЭОС) мощного релятивистского гиротрона. Проанализировано влияние электронов, захватываемых в адиабатическую ловушку между катодом и каналом транспортировки, на параметры пучка. Предложена модификация ЭОС, позволяющая резко сократить заряд захваченных электронов и за счет этого улучшить качество формируемого винтового электронного пучка.

Перспективы повышения мощности гиротронов в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн связаны с переходом к использованию электронных пучков с релятивистскими энергиями частиц, сравнимыми с их энергией покоя, и одновременно — токами I , приближающимися к максимально возможному (ленгмюровскому) току I_L электронной пушки. Однако специфика классических гиротронов — преобразование только колебательной энергии частиц в энергию СВЧ-излучения — требует использования винтовых электронных пучков (ВЭП) с достаточно большими питч-факторами g (отношением продольной $v_{||}$ и поперечной v_{\perp} относительно ведущего магнитного поля компонент скоростей в рабочем пространстве) при малом скоростном разбросе δv_{\perp} [1]. Используемые для формирования ВЭП магнетронно-инжекторные пушки (МИП) [2] в силу ряда причин [1, 2] создают ВЭП с весьма большим разбросом δv_{\perp} осцилляторных скоростей [1, 3]. В свою очередь большой разброс скоростей в МИП с компрессией электронного пучка адиабатическим магнитным полем препятствует реализации пучков даже с умеренными значениями питч-фактора $g \approx$

1,3 – 1,5 [4]. Фракции электронов с большими осцилляторными скоростями отражаются от области нарастающего магнитного поля (магнитного зеркала) и оказываются в ловушке между катодом и магнитным зеркалом. Накопление заряда приводит к понижению питч-фактора, увеличению скоростного разброса пучка и может привести к потере им устойчивости [4, 5].

Величина δv_{\perp} значительно увеличивается, как правило, уже при токах $I \approx (0,1 - 0,2)I_L$ [4, 6] и поэтому в большинстве гиротронов величина тока пучка не выходит за указанные выше пределы. Однако последние экспериментальные и теоретические исследования [7] показали, что возможно сохранение приемлемого качества и устойчивости пучка при токах релятивистского ВЭП $(0,5 - 0,7)I_L$, если модифицировать конструкцию электронно-оптической системы (ЭОС) таким образом, чтобы осуществить быстрый неадиабатический вывод электронов в область высоких потенциалов и одновременно сократить до минимума число шагов электронной траектории между катодом и резонатором. Это ослабляет негативное действие пространственного заряда пучка на его качество. Указанный подход позволил

реализовать высокоэффективный импульсный релятивистский гиротрон с длиной волны излучения $\lambda = 1$ см и выходной мощностью 10 МВт [8]. Однако и при таком формировании ВЭП "пробочные" электроны существуют и приводят к понижению питч-фактора пучка, препятствуют его наращиванию [7].

Ранее оптимизация ЭОС в гиротроне [7] осуществлялась на базе статической модели пучка [9], что позволяло исследовать ограничивающее действие отраженных электронов на достижимые параметры ВЭП и, соответственно, предложить пути снижения величины захваченного в адиабатическую ловушку заряда. Ниже на базе динамической модели ВЭП выполнен анализ роли отраженных электронов в исследованной в [7] МИП релятивистского гиротрона. Найдены электронные конфигурации, обеспечивающие значительное уменьшение доли захватываемых в ловушку частиц.

Краткое описание электронно-оптической системы и методики учета отраженных электронов

Анализируемая МИП имела триодную конструкцию с потенциалами первого и второго анодов относительно катода, соответственно, 112 и 280 кВ. Такая конструкция позволяла более гибко управлять параметрами формируемого ВЭП. Средний радиус эмиттера составлял 50 мм, а средний радиус пучка в резонаторе — 10 мм. Угол наклона образующей катода к оси симметрии (50°) выбирался достаточно большим, чтобы пушка формировала квазиламинарный пучок, для которого характерны более быстрый уход электронов от эмиттера и пониженное влияние кулоновского поля пучка на величину скоростного разброса [4, 9]. Позади эмиттера (в более слабом магнитном поле) устанавливался катодный выступ, который дополнительно позволял снизить величину скоростного разброса в пучке. Расчеты проводились для рабочего тока пучка 60 А (в этом случае отношение $t_j = I/I_L \approx 0,4$), что при близком к 50%-ном выходном КПД обеспечивало СВЧ-мощность, превышающую 7 МВт.

Численное моделирование проводилось по двум моделям — статической (без учета отраженных электронов [4, 10]) и динамической [10, 11], где отраженные частицы учитывались. Учет отраженных частиц в рамках динамической модели ВЭП осуществлялся на основе PIC-методики. Расчет проводили в рамках аксиально-симметричной модели пучка с использованием квазистатического приближения для вычисления переменного электрического поля, создаваемого полем пространственного заряда пучка [10]. Для учета совместного влияния начальных тепловых скоростей электронов и шероховатостей эмиттера на скоростное распределение использовался развитый в [12] подход, согласно которому совместное действие указанных выше факторов на скоростное распределение в формируемом ВЭП (и на захват частиц в адиабатическую ловушку) можно описать путем введения начального распределения азимутальных скоростей частиц, стартующих с эмиттера. Последние теоретические расчеты показывают [11], что для корректного

описания процесса захвата частиц в адиабатическую ловушку необходимо учитывать также и процесс вторичной эмиссии электронов, выбиваемых из катода при бомбардировке его поверхности захваченными частицами. Использовалась простейшая модель вторичной эмиссии [11]: вторичные электроны стартуют из точки падения на катод первичного электрона с нулевой начальной скоростью, а число вторичных электронов определяется по числу первичных и коэффициенту вторичной эмиссии, зависящему от энергии падающей частицы, для случая нормального падения. Вторично-эмиссионные константы брались такими же, как у молибдена. Ширина функции распределения электронов по начальным азимутальным скоростям подбиралась такой, чтобы в "холодном" (смоделированном без учета сил пространственного заряда) пучке скоростной разброс δv_\perp был около 30 %, т. е. рассматривался случай, когда доля отраженных электронов достаточно велика, и они уже существенно влияют на параметры ВЭП. Как будет показано ниже, выбранная величина δv_\perp несколько превышает ту, что соответствует результатам последних измерений [7], однако она более наглядно демонстрирует влияние учитываемых при таком подходе факторов. Время моделирования соответствовало примерно 10 временам пролета $T_{||}$ электронов до рабочего пространства.

Результаты численного моделирования

Анализировались режимы МИП с достаточно большими значениями холодного питч-фактора $g_0 \in [1,8; 3,2]$. Изменение g_0 осуществлялось изменением магнитной компрессии пучка. Расчеты проводили для фиксированного тока пучка 60 А. Согласно расчетным данным, величина захваченного заряда Q_r оказывается близкой по порядку величины к заряду Q_0 первичного (идущего в резонатор и еще не успевшего отразиться) пучка. На рис. 1 показана в качестве примера динамика накопления пространственного заряда в ловушке при $g_0 = 2$, а на рис. 2 (кривая 1) — зависимость установившейся величины заряда от величины относительного изменения магнитного поля на катоде B_k . Как видно, время накопления заряда в ловушке составляет порядка $(10 - 12)T_{||}$. По мере увеличения величины компрессии пучка захваченный заряд плавно увеличивается с $0,28$ до $0,5 Q_0$. На рис. 3 представлено распределение плотности пространственного заряда через время $10T_{||}$, когда переходные процессы уже почти закончились. Видно, что плотность пространственного заряда в прикатодной области $-1 < z < 4$ становится близкой к плотности в ореоле первичного пучка. Накопление отраженных электронов в этом месте приводит к дополнительному увеличению экранировки электрического поля на эмиттере и значительному падению питч-фактора. В результате, по данным динамической модели, питч-фактор в рабочем режиме возрастает с 1,06 до 1,24 даже при изменении "холодного" (без учета сил пространственного заряда) питч-фактора от 1,8 до 3,2 (рис. 4). Отметим, что статическая модель для режима с $g_0 = 3,2$ может составлять $g = 1,82$. Таким образом, при $g_0 > 1,4 - 1,5$ статическая модель дает существенно завышенное значение питч-фактора.

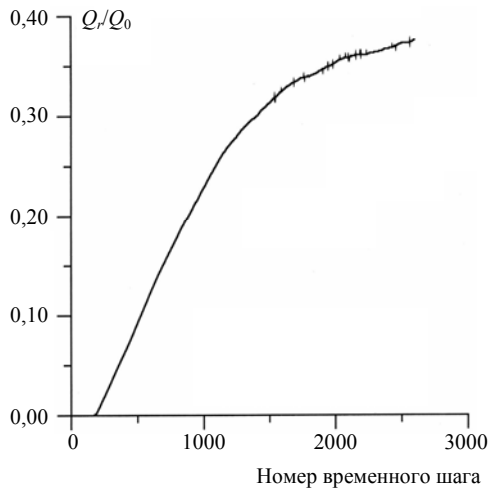


Рис. 1. Зависимость захваченного в ловушку заряда от времени (номера временного шага). 260 шагов соответствуют среднему времени пролета от катода до рабочего пространства

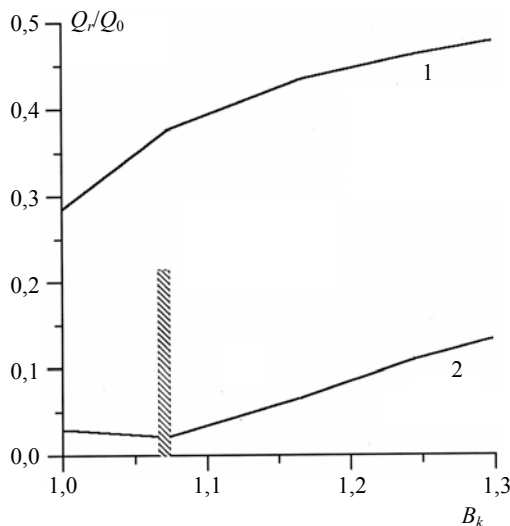


Рис. 2. Установившаяся величина захваченного в ловушку заряда как функция магнитного поля на катоде.

За единицу принято поле B_k , при котором реализуется значение $g_0 = 1,8$;
1 — исходная система; 2 — система с диафрагмой.
Штриховкой отмечен оптимальный режим с установленной диафрагмой

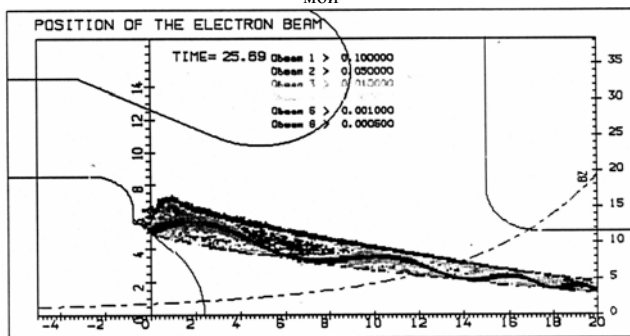


Рис. 3. Распределение плотности пространственного заряда через время $10 T_{||}$

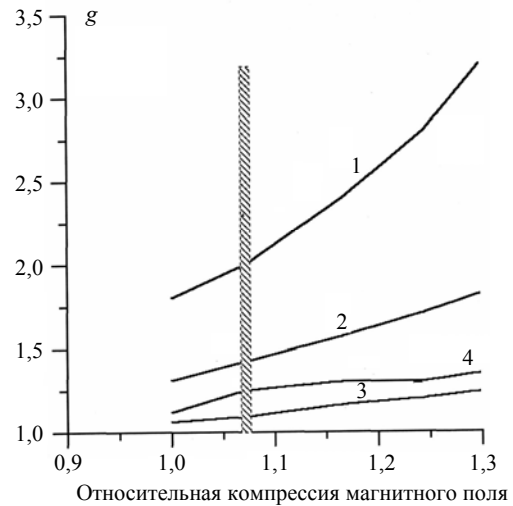


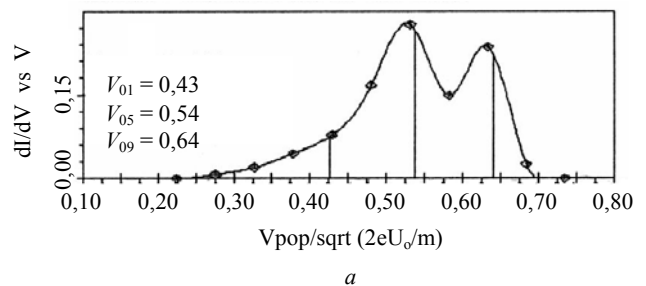
Рис. 4. Зависимости величины питч-фактора от величины относительной компрессии магнитного поля.

За единицу принята компрессия, при которой $g_0 = 1,8$;
1 — расчет без учета поля пространственного заряда пучка; 2 — данные статической модели; 3 — результаты динамической модели; 4 — данные для МИП с анодной диафрагмой.
Штриховкой отмечена зона оптимального режима для МИП с анодной диафрагмой

Функция распределения по осцилляторным скоростям по мере увеличения α трансформируется из двухгорбой при $\alpha = 1$ в унимодальную (одногогорбую) при $\alpha = 1,3$ (рис. 5). При этом у нее удлиняется хвост в области малых осцилляторных скоростей. Отметим, что в режиме, соответствующем "холодному" питч-фактору 1,8, статическая модель дает $g = 1,3$, динамическая — 1,06. Согласно результатам измерений [7] $g = 1,2$. Несколько меньшее значение, полученное в расчете по динамической модели, по-видимому, обусловлено излишней величиной скоростного разброса (30 %), заложеного в расчетную модель, что приводит к увеличению доли захваченного в ловушку заряда с соответствующей дополнительной экранировкой электрического поля на эмиттере.

Таким образом, отраженные электроны вызывают значительное изменение параметров ВЭП, особенно при попытке реализовать большие значения питч-фактора.

Zplane = 42,00 G = 1,09
NIT = 2581 TIME = 30,8 ns DV = 0,397 Kpart = 24 Nint = 9
VELOCITY DISTRIBUTION IN PLANE



a

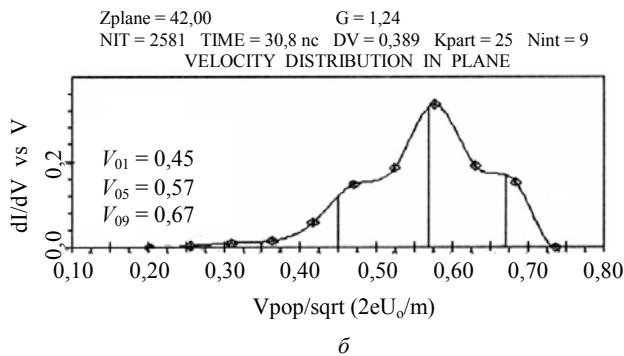


Рис. 5. Функция распределения по осцилляторным скоростям в рабочем пространстве через время $10 T_{||}$:
 a — $\alpha = 1,0$; b — $\alpha = 1,3$

Захваченные в ловушку частицы бомбардируют катод. Ширина зоны бомбардировки примерно вдвое шире эмиттера. При $\alpha = 1$ зона бомбардировки расположена почти симметрично относительно его границ (имеется небольшое смещение в область более слабого магнитного поля), а само распределение $Q_b(z)$ заряда бомбардирующих катод частиц вдоль его поверхности близко к гауссову. Необходимо отметить, что зона бомбардировки существенно уже, чем в МИП традиционных гиротронов [11]. Это связано как с большим углом наклона эмиттера $\psi = 50^\circ$, так и с установкой катодного выступа [11]. По мере роста α распределение $Q_b(z)$ медленно смещается в область меньшего магнитного поля, а средняя энергия бомбардировки плавно увеличивается с 4 до 5 кВ.

МИП с анодной диафрагмой

Один из эффективных способов борьбы с захваченными электронами — их быстрый (в масштабе периода продольных колебаний электронов в адиабатической ловушке) перехват на какой-либо электрод* [1]. Для МИП с квазиламинарным пучком характерно, что частицы в первичном пучке долгое время двигаются синфазно. В то же время отраженные электроны при своем обратном движении к катоду имеют существенно отличную от первичных фазу осцилляций. Это позволяет перехватить значительную часть отраженного потока за счет установки диафрагмы в области минимума траекторий первичного пучка ($z \approx 18$, см. рис. 3). Чтобы не исказить конфигурацию полей электронной пушки, диафрагму целесообразно устанавливать внутри канала транспортировки, за пределами электрического поля МИП (рис. 6).

* Альтернативой данному подходу является предложенное в [13] формирование в области магнитного зеркала участка с неадиабатическим магнитным полем, что снижает время жизни электронов в ловушке. Однако такой подход, по-видимому, эффективен только в гиротронах сантиметрового диапазона длин волн с относительно малыми рабочими магнитными полями.

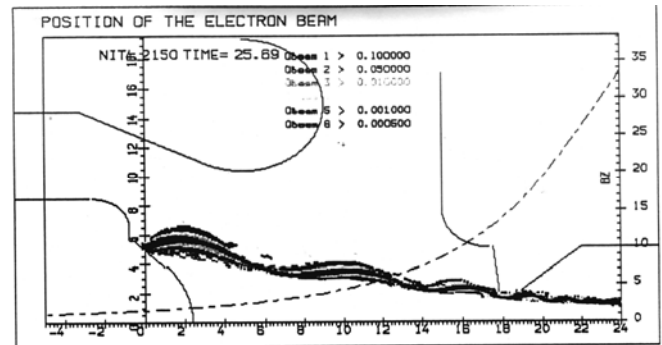


Рис. 6. Электронное облако после завершения переходного процесса. Текущее время $10 T_{||}$

В рассматриваемой МИП форма и положение анодной диафрагмы оптимизировались так, чтобы край анодной диафрагмы располагался близко к точке минимума траекторий первичного пучка в режиме с $g_0 = 2$ (см. рис. 6). В расчетном режиме удастся более чем на порядок (с 0,4 до 0,025 Q_0) уменьшить величину захваченного в ловушку заряда (см. рис. 2). При этом согласно оценкам ток на диафрагму составляет не более 5 % от полного тока пучка. В результате величина пичч-фактора возрастает до 1,25 (вместо 1,09 в исходной системе), а скоростной разброс уменьшается до 0,365, т. е. величина как пичч-фактора, так и разброса приближается к полученным по модели без учета отраженных электронов. Отметим, что установление квазистационарного состояния электронного облака происходит гораздо быстрее: зависимость $Q_r(t)$ выходит на установившееся значение уже через время порядка $(3-4)T_{||}$, когда частицы совершают не более двух продольных колебаний в ловушке. Соответственно, при $t > 2 T_{||}$ распределение плотности пространственного заряда в пучке практически не зависит от времени. Функция распределения по осцилляторным скоростям $f(v_{\perp})$ сдвигается в область больших значений v_{\perp} , хотя и остается многогорбой, тем не менее, наблюдается тенденция к выглаживанию $f(v_{\perp})$.

В исследуемой системе примерно на порядок снижается ток бомбардировки катода отраженными электронами. Ширина зоны бомбардировки снижается примерно вдвое и оказывается внутри границ эмиттера. В энергетическом спектре бомбардирующих катод электронов практически отсутствуют частицы с энергией больше 1,2 кВ, т. е. средняя энергия бомбардировки падает примерно вчетверо.

Как уже отмечалось выше, положение и форма диафрагмы оптимизировались для режима с $g_0 = 2$. Поэтому при увеличении степени компрессии пучка (переходе к $g_0 = 2,4$ и далее, вплоть до $g_0 = 3,2$) наблюдается рост захваченного заряда по мере роста g_0 (см. рис. 2). По-видимому, это связано с двумя факторами. Во-первых, увеличение g_0 достигается в данном случае за счет увеличения коэффициента компрессии пучка, поэтому ведущая силовая линия опускается вниз и доля перехватываемых частиц падает. Во-вторых, неоптимальность продольного положения диафрагмы, поскольку при изменении g_0 меняется и шаг электронной траектории, а следовательно, и фаза колебательного движения электронов вблизи диафрагмы. Рост Q_r/Q_0 при уменьше-

нии g_0 ниже $g_0 = 2$ (см. рис. 2) объясняется усечением первичного пучка диафрагмой.

Рост Q_r приводит к увеличению дополнительной экранировки электрического поля на эмиттере отраженными электронами (в результате различия в питч-факторах, вычисленных по статической и динамической моделям, растут с ростом g_0). Тем не менее и в случае неоптимального расположения диафрагмы эффективность перехвата отраженных частиц диафрагмой достаточно высока — величина захватываемого заряда снижается в 4—5 раз, что указывает на работоспособность системы в реальных условиях работы, в частности, при небольшой неаксиальности системы формирования. Увеличение доли захватываемых частиц ведет к росту тока и энергии бомбардировки W_b . Так, при переходе от $g_0 = 2$ к $g_0 = 2,8$ величина W_b возрастает почти вдвое.

Заключение

Исследовано влияние отраженных от магнитного зеркала электронов на параметры формируемого квазиламинарного релятивистского ВЭП с параметрами 280 кВ, 60 А. Показано, что даже при реализации умеренных величин питч-фактора порядка 1,3 захваченные в адиабатическую ловушку электроны приводят к значительному снижению g по сравнению с моделью, не учитывающей отражение электронов, и это расхождение быстро нарастает по мере роста компрессии пучка.

Предложены и исследованы системы с диафрагмой, установленной в начале канала транспортировки. Показано, что в этих системах возможны многократное снижение

доли захваченного в адиабатическую ловушку заряда и улучшение качества формируемого ВЭП.

Работа выполнена при финансовой поддержке
РФФИ (гранты № 03-02-16650,
04-02-16340, 05-02-16015),
МНТЦ (грант № 3169).

Л и т е р а т у р а

1. Цимринг Ш. Е. // В кн.: Лекции по электронике СВЧ: 3-я зимняя школа-семинар для инженеров. Кн. 4. — Саратов: Изд-во СГУ, 1974. С. 3.
2. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 1. С. 141.
3. Цимринг Ш. Е. // Там же. 1972. Т. 15. № 8. С. 1247.
4. Kufin A. N., Lygin V. K., Tsimring Sh. E., Zapevalov V. E. // Int. J. Electronics. 1992. V. 72. № 5—6. P. 1145.
5. Зapeвалов В. Е., Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 12. С. 1406.
6. Авдошин Е. Г., Гольденберг А. Л. // Там же. 1973. Т. 16. № 10. С. 1605.
7. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кулагин И. С. и др. // Там же. 2004. Т. 47. № 5—6. С. 453.
8. Зайцев Н. И., Завольский Н. А., Зapeвалов В. Е. и др. // Там же. 2003. Т. 46. № 10. С. 914.
9. Kufin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N. et al. // Int. J. Infrared and MM Waver. 1999. V. 20. № 3. P. 1145.
10. Lygin V. K., Manuilov V. N., Tsimring Sh. E. // Nuclear instruments & methods in physics research A. 1999. V. 427. № 1—2. P. 41.
11. Кривошеев П. В., Мануилов В. Н. // Прикладная физика. 2002. № 3. С. 80.
12. Lygin V. K. // Int. J. Infrared and MM Waves. 1995. V. 16. № 3. P. 363.
13. Лукаш О. И., Соминский Г. Г. // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 2. С. 198.

Статья поступила в редакцию 20 декабря 2005 г.

Influence of electrons reflected from magnetic mirror on formation of electron beam in relativistic gyrotron

N. I. Zaitsev, E. V. Ilyakov, I. S. Kulagin
Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia

V. N. Manuilov
Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia

Numerical simulation results for electron-optical system (EOS) of powerful relativistic gyrotron are presented. The influence of electrons caught into an adiabatic trap between the cathode and the beam transport channel on beam parameters are investigated. An EOS modification multiply reducing the trapped charge and correspondingly improving beam quality is suggested.