

01;10

Численное моделирование динамики пространственного заряда в ловушке гиротрона

© Д.В. Борзенков, О.И. Лукша

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 27 марта 1996 г.)

Методом крупных частиц моделируются самосогласованные процессы накопления и группировки пространственного заряда в ловушке ЭОС гиротрона. Показана возможность формирования сгустков заряда, осциллирующих в направлении вдоль магнитного поля. Определены зависимость характеристик колебаний от величины потока электронов в ловушку, влияние накопленного заряда на распределение электронов по скоростям в потоке, проходящем через магнитную пробку. Показано удовлетворительное согласование с экспериментальными данными.

1. Пространственный заряд, накапливающийся в ловушке электронно-оптической системы (ЭОС) гиротрона между катодом и пробкой магнитного поля, снижает качество формируемого винтового электронного пучка [1–3]. Экспериментальные данные [1,3–5] свидетельствуют, что в этом заряде возбуждаются колебания с частотой $f = 10\text{--}100$ МГц, которые связаны с продольными осцилляциями сгустков заряда. Обобщение результатов экспериментов, отыскание эффективных способов управления колебаниями возможны на основе теоретического анализа коллективных электронных процессов в ловушке. В настоящей работе представлены данные такого анализа, выполненного на основе численного моделирования с помощью метода крупных частиц (КЧ) (например, [6,7]).

2. Анализ движения электронов проводится в адиабатическом дрейфовом параксиальном приближении для случая замагниченного азимутально-симметричного пучка, что позволяет ограничиться рассмотрением одномерного движения ведущих центров электронных орбит по координате z вдоль магнитного поля. Изменение продольной скорости v происходит под действием электрического поля $E_{\text{вн}}$, создаваемого внешними источниками, собственного поля пространственного заряда $E_{\text{пз}}$, а также за счет изменения поперечной скорости при движении в пространственно неоднородном магнитном поле.

Интегрирование уравнения движения производится с шагом по времени $\Delta t = 0.1\text{--}0.5$ нс. На данном шаге N эмиттируемый с катода заряд $Q = I \cdot \Delta t$ (I — ток пучка) разбивается на $M = 40$ крупных частиц. На катоде частицы имеют нулевую продольную скорость v_k и различные поперечные скорости $v_{\perp k}$. В качестве функции распределения электронов по поперечным скоростям используется распределение Гаусса

$$F(v_{\perp k}) = \exp \left[-\frac{4(v_{\perp k} - \bar{v}_{\perp k})^2}{\Delta v_{\perp k}^2} \right], \quad (1)$$

где $\bar{v}_{\perp k}$ — средняя по ансамблю электронов поперечная скорость, $\Delta v_{\perp k}$ — величина скоростного разброса.

Начальная поперечная скорость КЧ $v_{\perp k}(i)$ для $i = 1 \dots M$ при заданных $I, \Delta t, \bar{v}_{\perp k}, \Delta v_{\perp k}$ определяется из следующих соотношений:

$$v_{\perp k}(i) = \frac{v_{\perp k}^{\max}(i) + v_{\perp k}^{\min}(i)}{2}, \quad (2)$$

$$I \Delta t \frac{\int_{v_{\perp k}^{\min}(i)}^{v_{\perp k}^{\max}(i)} F(v_{\perp k}) dv_{\perp k}}{\int_0^{\infty} F(v_{\perp k}) dv_{\perp k}} = q(i), \quad (3)$$

$$v_{\perp k}^{\max}(i) = v_{\perp k}^{\min}(i - 1). \quad (4)$$

Заряд $q(i)$ одинаков для всех КЧ, за исключением частиц с малыми номерами $i < 6$, для которых заряд уменьшен с целью более равномерного распределения их по поперечной скорости. Методика разбиения предполагает наличие нескольких (2–5) частиц с наибольшими значениями начальной скорости $v_{\perp k}$, которые испытывают отражение от магнитной пробки даже в отсутствие поля заряда.

Расчет собственного поля пространственного заряда выполняется в предположении, что азимутально-однородный поперечный электронный поток является достаточно тонким, т. е. изменение потенциала по его поперечному сечению можно пренебречь. Кроме того, имея в виду типичную геометрию ЭОС гиротрона, в которой характерные продольные размеры много больше расстояния между пучком и трубой дрейфа, предполагаем, что

$$\Delta_{(z)} U \ll \Delta_{(r)} U, \quad (5)$$

где $\Delta_{(z)} U$ и $\Delta_{(r)} U$ — соответственно продольная и радиальная компоненты лапласиана потенциала пучка.

Выполнение соотношения (5) контролировалось в процессе расчета. С учетом указанных предположений продольная компонента поля пространственного заряда определяется по формуле

$$E_{\text{пз}} = -\frac{\partial U(z)}{\partial z}, \quad (6)$$

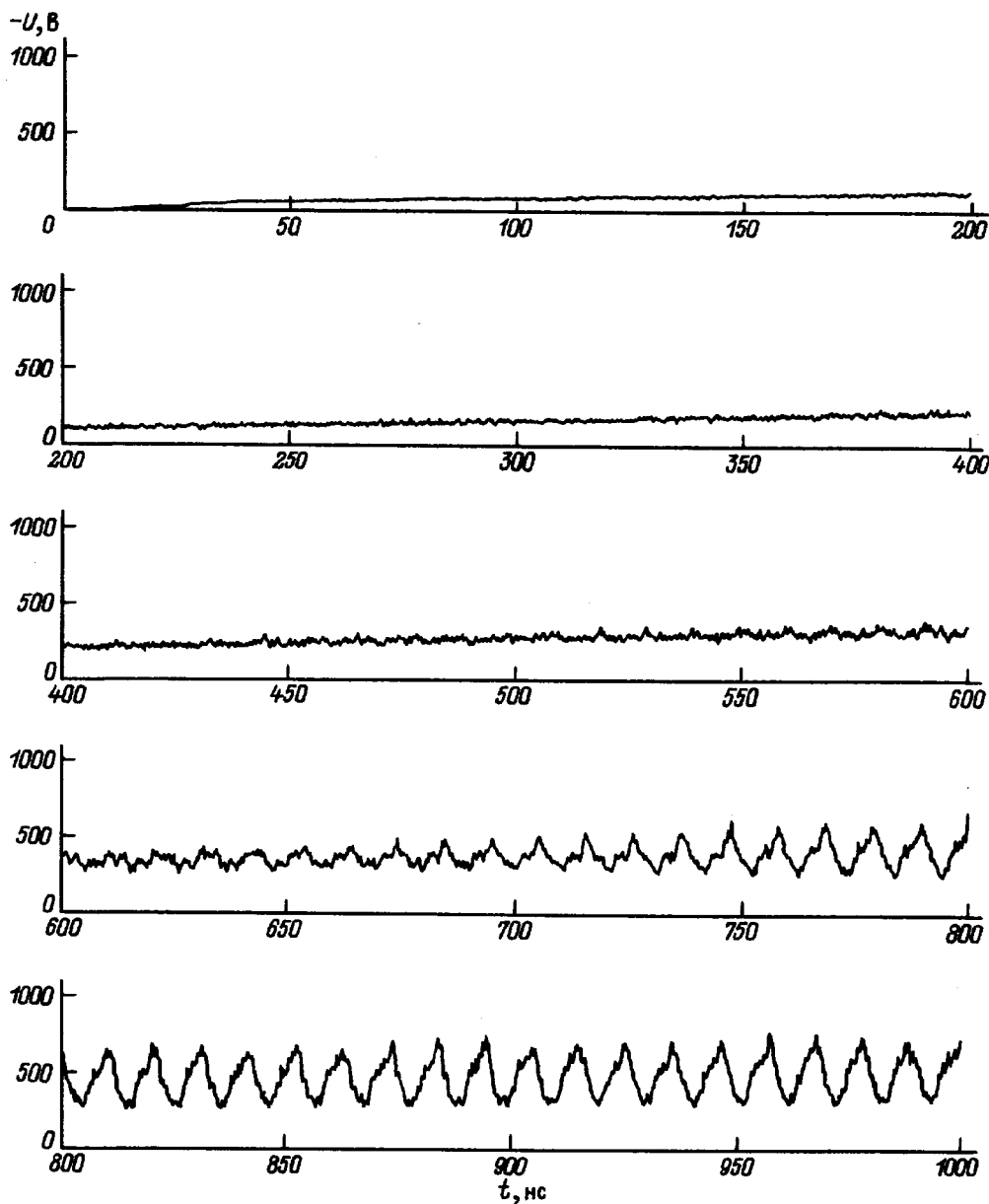


Рис. 1. Зависимость от времени t потенциала пучка $-U$ (ток пучка $I = 0.2$ А, питч-фактор $g_0 = 1.4$, разброс поперечных скоростей $\delta v_{\perp k} = 0.25$).

где

$$U(z) = \rho(z) \frac{S(z)}{2\pi\epsilon_0} \ln \left(\frac{R_{mp}(z)}{R_0(z)} \right). \quad (7)$$

Здесь $S(z)$ и $R_0(z)$ — соответственно площадь поперечного сечения и средний радиус пучка, $R_{mp}(z)$ — радиус трубы дрейфа. Определение плотности пространственного заряда $\rho(z)$ проводится путем разбиения пространства вдоль координаты z на $L = 100$ ячеек и подсчета на каждом шаге по времени заряда КЧ во всех ячейках с учетом конечности размеров частиц.

3. Расчет был проведен для конфигурации ЭОС гиротрона, в которой экспериментально исследовались колебания пространственного заряда [3]. Основные

конструктивные размеры и параметры режима работы, используемые в расчете, следующие: средний радиус катода $R_k = 4$ мм, ширина эмиттирующего пояса катода $l_k = 2$ мм, ширина зазора анод-катод $d_{ak} = 5$ мм, угол наклона поверхности катода к оси прибора $\psi_k = 15$ град, расстояние от катода до полки магнитного поля $z_{max} = 24$ см, радиус трубы дрейфа в области полки магнитного поля $R_{mp}(z_{max}) = 3$ мм, внешняя ускоряющая разность потенциалов $U_{вн} = 16$ кВ, коэффициент перемагничивания $\alpha = B_0/B_k = 15-17$ (B_0, B_k — индукция магнитного поля на полке и на катоде), магнитное поле $B_0 = 2.5$ Тл. Продольные распределения внешнего электрического поля $E_{вн}(z)$ и маг-

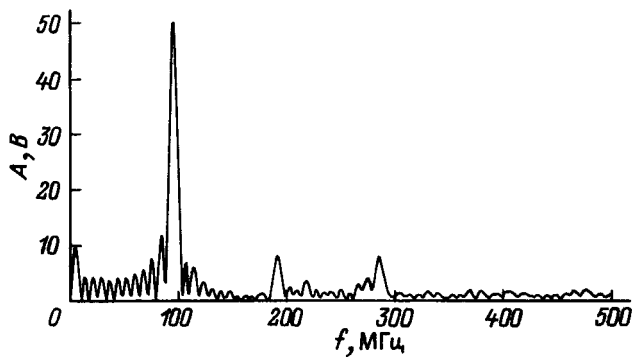


Рис. 2. Спектр показанной на рис. 1 реализации $-U(t)$ во временном интервале $835 \leq t \leq 960$ нс ($I = 0.2$ А, $g_0 = 1.4$, $\delta v_{\perp k} = 0.25$).

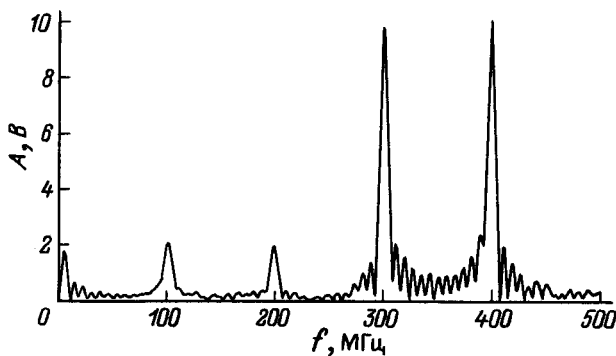


Рис. 3. Спектр реализации $-U(t)$ при малом потоке частиц в ловушке в интервале $935 \leq t \leq 1060$ нс ($I = 0.2$ А, $g_0 = 1.2$, $\delta v_{\perp k} = 0.25$).

нитного поля $B(z)$ задавались приближенно с помощью кусочно-линейной аппроксимации.

Анализ был проведен для разных значений тока I , относительного разброса поперечных скоростей $\delta v_{\perp k} = \bar{v}_{\perp k} \cdot \Delta v_{\perp k}$ и пичч-фактора "холодного" пучка g_0 , меняющихся в диапазонах $0.1 \leq I \leq 0.5$ А, $0.25 \leq \delta v_{\perp k} \leq 0.3$, $1.2 \leq g_0 \leq 1.6$. Величина g_0 регулировалась изменением коэффициента перемангничивания α в соответствии с соотношением

$$g_0 = \frac{v_{\perp 0}}{v_0}, \tag{8}$$

где $v_{\perp 0} = \bar{v}_{\perp k} \cdot \sqrt{\alpha}$ — средняя поперечная скорость электронов на полке магнитного поля, $v_0 = \sqrt{2\eta U_{\text{вн}} - v_{\perp 0}^2}$ — средняя продольная скорость на полке магнитного поля.

4. В указанных диапазонах изменения параметров I , $\delta v_{\perp k}$, g_0 накопление пространственного заряда в ловушке сопровождается возбуждением низкочастотных ($f \sim 100$ МГц) колебаний. На рис. 1 представлена типичная временная зависимость потенциала пучка $-U$ в 70-й ячейке на расстоянии 16.8 см от катода, рассчитанная для $I = 0.2$ А, $\delta v_{\perp k} = 0.25$, $g_0 = 1.4$, $\Delta t = 0.2$ нс. На начальном участке по времени ($t < 600$ нс) наблюдается приблизительно линейный рост потенциала $-U$ и

нарастание количества захваченных в ловушку КЧ. К моменту времени $t \cong 600$ нс накопленный в ловушке заряд составляет примерно половину от суммарного заряда частиц, находящихся в области взаимодействия между катодом и полкой магнитного поля. Полное количество частиц в этой области достигает ~ 9500 . В дальнейшем с течением времени нарастает амплитуда модуляции потенциала пучка. Период модуляции ~ 10 нс. На рис. 2 представлен фурье-спектр фрагмента приведенной временной реализации $-U(t)$ длительностью 125 нс ($835 \leq t \leq 960$ нс). На фоне широкополосного шума выделяются дискретные пики на кратных частотах. Частота основной составляющей $f \cong 94$ МГц. После участка нарастания колебаний происходит переход к квазистационарному состоянию, в котором отсутствуют сильные изменения величины заряда в ловушке и амплитуды колебаний ($t > 900$ нс на рис. 1).

Полученные в расчете значения частоты колебаний приблизительно совпадают с частотой осцилляций одиночных электронов между плоскостями отражений. Наблюдается также сдвиг по фазе между зависимостями $-U(t)$ для разнесенных вдоль оси точек регистрации. Эти данные подтверждают полученные ранее экспери-

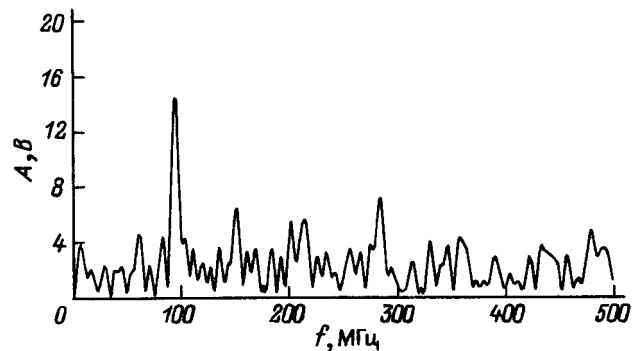


Рис. 4. Спектр реализации $-U(t)$ при большом потоке частиц в ловушке в интервале $1175 \leq t \leq 1300$ нс ($I = 0.2$ А, $g_0 = 1.6$, $\delta v_{\perp k} = 0.275$).

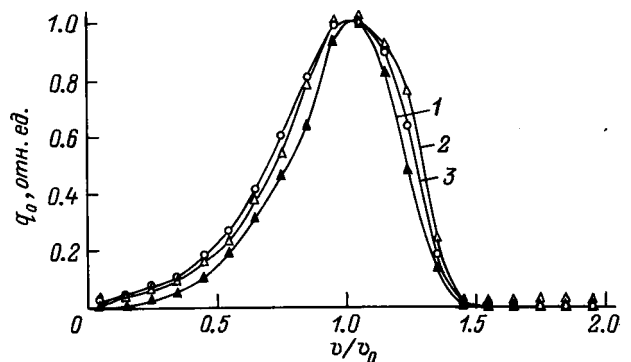


Рис. 5. Распределение заряда q_0 частиц, проходящих в область полки магнитного поля за время $\Delta t = 100$ нс, по их продольной скорости v . Величина v нормирована на среднюю продольную скорость для "холодного" пучка v_0 .

ментальные результаты о пространственной структуре колебаний, указывая на их связь с продольными осцилляциями сгустков заряда в ловушке. Группировка заряда основана, видимо, на неустойчивости типа отрицательной массы в ансамбле неизохронных электронов-осцилляторов. Расчетное значение частоты колебаний приблизительно в 1.5–2 раза превышает экспериментальные значения, что может быть обусловлено приближенным характером расчетной модели и принятой аппроксимации внешних полей.

Возрастание потока частиц в ловушку, которое можно обеспечить увеличением I , $\delta v_{\perp k}$ или g_0 , сопровождается снижением времени, когда возникают колебания, и времени перехода к квазистационарному состоянию. Например, при увеличении питч-фактора g_0 от 1.2 до 1.6 время появления колебаний снижается с ~ 700 до ~ 450 нс. При значениях питч-фактора $g_0 \leq 1.1$ не было зарегистрировано возникновение колебаний за время анализа $t \sim 1300$ нс, ограниченного на данном этапе возможностями компьютера. Определенный в эксперименте пороговый питч-фактор возбуждения колебаний в ловушке составлял ~ 1.0 в сходных с расчетными режимами работы [3].

В зависимости от потока частиц в ловушку изменяется также спектральный состав колебаний. При малом питч-факторе $g_0 = 1.2$ на начальном этапе группировки заряда в ловушке существуют одновременно несколько сгустков. В спектре колебаний это выражается в повышенной амплитуде гармоник по сравнению с основной составляющей (рис. 3). В дальнейшем с увеличением "амплитуды" сгустков возрастает их взаимное влияние, одни сгустки "поглощают" другие.

При большом потоке частиц в ловушку ($g_0 = 1.6$) колебания характеризуются повышенной амплитудой широкополосного шума и снижением мощности основного пика в спектре (рис. 4). Наблюдаемая стохастизация коллективных процессов связана, по-видимому, с повышением скорости обновления захваченного пространственного заряда, с уменьшением доли "долгоживущих" в ловушке электронов. В этом режиме динамика колебаний характеризуется также периодическим во времени нарастанием и подавлением основной спектральной составляющей.

Объемный заряд, накапливающийся в ловушке, воздействует на скоростное распределение электронов, проходящих через магнитную пробку в область однородного магнитного поля. На рис. 5 показаны зависимости суммарного заряда частиц, проходящих через плоскость $z = z_{\max}$ за время $\Delta\tau = 100$ нс, от их продольной скорости. Эти данные получены для режима с $I = 0.2$ А, $\delta v_{\perp k} = 0.25$, $g_0 = 1.4$. Кривая 1 соответствует времени $\Delta\tau$ от 0 до 100 нс, когда заряд в ловушке мал; кривая 2 — 500–600 нс с наибольшим уровнем статического заряда в отсутствие заметных колебаний, кривая 3 — 800–900 нс с максимальной амплитудой колебаний. С ростом пространственного заряда в ловушке происходит размытие

функции распределения частиц по скоростям (ср. кривые 1 и 2). Нарастание колебаний сопровождается изменением вида скоростного распределения, снижается доля КЧ со скоростью выше средней за счет возрастания количества медленных частиц. Величина скоростного разброса при этом практически не меняется.

В заключение можно отметить, что принятые в рассмотренной модели предположения довольно сильно упрощают реальные процессы формирования электронного потока в ЭОС гиротрона. Тем не менее полученные данные удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента. Это касается пороговых условий возбуждения колебаний пространственного заряда в ловушке, их спектральных и пространственных характеристик. Дальнейшее развитие описанного подхода к моделированию коллективных процессов в ЭОС гиротрона представляется в определении возможности управления характеристиками колебаний с помощью неоднородных полей в области дрейфа пучка.

Авторы благодарны Г.Г. Соминскому по полезное обсуждение результатов работы и Н.В. Дворецкой за помощь в наладке программы расчета.

Список литературы

- [1] Цимринг Ш.Е. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов: Изд-во СГУ, 1974. Кн. 4. С. 3–94.
- [2] Запелов В.Е., Цимринг Ш.Е. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов: Изд-во ГосУНЦ "Колледж", 1996. Кн. 2. С. 129–137.
- [3] Лукаш О.И., Цыбин О.Ю. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. Саратов: Изд-во СГУ, 1993. С. 20–29.
- [4] Лукаш О.И., Соминский Г.Г. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 11. С. 160–168.
- [5] Лукаш О.И., Соминский Г.Г. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 198–202.
- [6] Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
- [7] Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979. 224 с.