

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**
**Московский государственный институт электроники и математики
(Технический университет)**

**Кафедра лазерных и микроволновых
информационных систем**

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
по выполнению курсовой работы по курсу
“Моделирование и проектирование электронных приборов”

Москва 2006

Составители: доктор техн. наук Ю.Д. Мозговой
канд. техн. наук С.А. Хриткин

УДК 621.385

Методические указания по выполнению курсовой работы являются частью методического обеспечения по дисциплине “Моделирование и проектирование электронных приборов”. / Моск. гос. ин-т электроники и математики; сост.: Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин. М., 2006. – 19 с.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

Основным содержанием курсовой работы является моделирование процессов взаимодействия мощных электронных потоков с электромагнитными полями замедляющих систем, расчет и проектирование мощных микроволновых электронных приборов с продольным взаимодействием.

Проводится математическое моделирование процессов нелинейного группирования электронов в приборах с дискретным взаимодействием на основе метода крупных частиц в рамках одномерной дисковой модели. Силы пространственного заряда рассчитываются в квазистатическом приближении с помощью метода функций Грина. Процессы группирования электронов исследуются в приближении заданного поля при изменении параметров скоростной модуляции высокочастотного поля и пространственного заряда электронного пучка. Анализируются нелинейные процессы в мощных электронных приборах с дискретным продольным взаимодействием и определяются их оптимальные конструктивные параметры.

Для студентов V курса ФИТ и Вечернего факультета специальности 200300 “Электронные приборы и устройства”.

ISBN 5-94506-133-6

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ МОЩНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ С ПРОДОЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

1. Цель работы

Проводится математическое моделирование и проектирование мощных микроволновых электронных приборов с продольным взаимодействием на основе метода крупных частиц. Используется метод крупных частиц в приближении одномерной дисковой модели. Исследуются процессы группирования электронов при изменении параметров скоростной модуляции высокочастотного поля и пространственного заряда электронного пучка. Анализируются нелинейные процессы в мощных электронных приборах с продольным взаимодействием. Осуществляется моделирование и проектирование электронных приборов (ЭП) и определяются их оптимальные конструктивные параметры.

2. Постановка задачи и метод крупных частиц

Математическое моделирование на ЭВМ процессов взаимодействия высокочастотного поля с электронным пучком является одним из наиболее эффективных методов исследования и проектирования электронных приборов.

Наиболее общим и широко применяемым методом решения задач нелинейной электроники является метод крупных частиц (МКЧ), позволяющий анализировать тонкую структуру электронных пучков и активных сред, а также исследовать движение отдельных укрупненных частиц в переменных Лагранжа.

В данной работе мы рассмотрим основные понятия и идеи МКЧ применительно к задачам нелинейной электроники, причем ограничимся вариантом МКЧ, относящимся к анализу нелинейных одномерных процессов взаимодействия пучка с полем в электронных приборах с продольным взаимодействием, в частности в многорезонаторных клистродах и ЛБВ на цепочках связанных резонаторов (ЦСР).

Методы решения задач на ЭВМ в значительной мере зависят от режимов работы ЭП и от типов взаимодействия пучка с полем в приборах. Процессы взаимодействия в электронных приборах можно разделить на две большие группы:

– линейные процессы (режим слабого сигнала) – нелинейные эффекты являются слабыми и их можно не учитывать. В этом случае обычно используются линейные теории, основанные на гидродинамических моделях с использованием координат Эйлера (макроскопический подход в теории – усредненное макроскопическое описание вещества). Линейная теория позволяет найти постоянные распространения волн в приборах и определить усиление в ЭП, однако она не учитывает сильных возмущений электронного пучка, приводящих к получению режима насыщения, образованию плотных сгустков, появлению гармоник тока пучка.

– нелинейные процессы (режим большого сигнала) – развиваются сильные возмущения электронного пучка, приводящие к нелинейным эффектам, которые необходимо учитывать в теории. В этом случае в нелинейной теории ЭП используется другой подход в теории, основанный на микроскопическом описании электронных пучков и использовании МКЧ с координатами Лагранжа, позволяющий учитывать нелинейные эффекты. Отметим, что основная тенденция в развитии современных ЭП – это увеличение выходной мощности, КПД, тока и напряжения пучка, а это приводит к увеличению нелинейных явлений, которые необходимо учитывать в теории.

Основная задача нелинейной теории ЭП состоит в решении самосогласованной системы уравнений электродинамики и электроники, описывающих движение электронного пучка в электромагнитных полях замедляющей системы, и определении выходных параметров ЭП – КПД, выходной мощности, коэффициента усиления и т.д. Прямое решение общей системы уравнений электродинамики и электроники даже при наличии самых мощных и быстродействующих ЭВМ с вычислением траекторий каждого отдельного электрона практически невозможно, что связано с тремя основными существующими проблемами или трудностями:

- большим числом электронов в электронном пучке, что приводит к необходимости одновременного решения такого же большого числа уравнений движения;
- резким изменением микроскопического поля около точечных электронов;
- сложностью краевых и граничных условий реальных замедляющих систем и электронных приборов, что не позволяет дать прямого расчета полного поля, возбуждаемого в замедляющей системе электронным пучком.

В преодолении первых двух трудностей как раз и состоит основная идея метода крупных частиц. В МКЧ вместо слежения за каждым отдельным электроном в микроскопическом поле рассматривается движение отдельных укрупненных (крупных) частиц различной формы в макроскопическом поле, причем каждой крупной частице приписывается заряд и масса некоторого объема (облака) окружающих ее электронов. Таким образом, в МКЧ участок электронного пучка длиной в электронную (замедленную) длину волны разбивается (разрезается) на некоторое конкретное дискретное число крупных частиц, движение которых в дальнейшем изучается.

При таком разбиении электронного пучка на конечное число крупных частиц возникает ряд вопросов, на которые необходимо ответить теории:

- как определить и оценить основные параметры, которые будут характеризовать частотные, временные и пространственные масштабы математических моделей?
- как выбрать нужное число крупных частиц и как определить их форму для правильного описания процессов взаимодействия?

- каким образом уменьшить ближние (парные) взаимодействия крупных частиц, т.е. как проводить процедуру усреднения микроскопических функций взаимодействия?
- каким образом наиболее точно вычислять силы пространственного заряда электронного пучка?
- какие процессы в электронных пучках и приборах можно рассматривать с удовлетворительной точностью при выбранных правилах разбиения пучка на крупные частицы?

3. Возбуждение поля замедляющей системы электронным потоком

3.1. Вывод уравнения возбуждения

Для вывода уравнения возбуждения электромагнитного поля используем радиофизические аналогии. Представляем спиральную замедляющую систему в виде линии передачи, для которой известны телеграфные уравнения. Из теории длинных линий известно, что любую сложную замедляющую систему с положительной или отрицательной дисперсией волны основной пространственной гармоникой можно описать цепочкой связанных многополюсников, сводимых к эквивалентным схемам. Следовательно, любую сложную замедляющую систему и адекватную ей эквивалентную схему можно привести к своему прототипу – фильтру нижних или верхних частот с положительной или отрицательной дисперсией.

Используем одночастотное приближение, то есть в приборах происходит усиление сигнала на частоте ω . Считаем справедливым одномодовое приближение, то есть возбуждается основной тип волны. Эквивалентная схема линии с потерями состоит из последовательной индуктивности L , последовательного сопротивления R , обусловленного потерями в линии, параллельной емкости C и параллельной проводимости G , обусловленной потерями в диэлектрике. Указанные величины берутся из расчета на единицу длины. В общем случае для определения параметров эквивалентной схемы через геометрические размеры и диэлектрические свойства реальной линии необходимо решать уравнения Максвелла.

В дальнейшем будем пренебрегать потерями в линии. Запишем телеграфные уравнения для стандартной линии передачи, представляющей спиральную замедляющую систему с положительной дисперсией. Электронный поток возбуждает вихревое поле замедляющей системы, вследствие чего в структуре появляется наведенный ток (ток смещения), текущий от электронного пучка в замедляющую систему $i_{нав} = i_{см} = \frac{di_1}{dz}$. Уравнения длинной линии передачи с учетом электронного пучка имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\frac{dU_{\text{л}}}{dz} &= -j\omega LI_{\text{л}}, \\ \frac{dI_{\text{л}}}{dz} &= -j\omega CU_{\text{л}} - \frac{di_1}{dz},\end{aligned}\tag{1}$$

где $I_{\text{л}}$ и $U_{\text{л}}$ – комплексные амплитуды тока и напряжения в линии передачи, i_1 – комплексная амплитуда первой гармоники тока пучка на частоте сигнала ω .

Проведя несложные преобразования из уравнений (1) получаем дифференциальное уравнение второго порядка относительно напряжения в линии передачи:

$$\frac{d^2U_{\text{л}}}{dz^2} + \beta^2 U_{\text{л}} = j\omega C \frac{di_1}{dz},\tag{2}$$

где $\beta = \omega\sqrt{LC} = \frac{\omega}{V_{\text{тм}}}$ – постоянная распространения прямой бегущей волны в линии передачи; L и C – погонные индуктивность и емкость эквивалентной линии передачи, $V_{\text{ф}}$ – фазовая скорость распространения прямой бегущей волны.

В дальнейшем предполагаем, что индуктивность и емкость линии передачи подобраны таким образом, что выполняется эквивалентность высокочастотного поля и напряжения в линии передачи, то есть выполняется следующее соотношение

$$E_{\text{эл}} = -\frac{dU_{\text{л}}}{dz}.\tag{3}$$

Подставим соотношение (3) в уравнение (2) и, продифференцировав левую и правую части уравнения (2), получим следующее уравнение:

$$\frac{d^2E_{\text{эл}}}{dz^2} + \beta^2 E_{\text{эл}} = -j\beta k \frac{d^2i_1}{dz^2},\tag{4}$$

где параметр k – коэффициент связи, описывающий связь поля замедляющей системы с электронным пучком.

Предположим, что ток электронного потока изменяется по следующему закону: $i_1 \sim e^{-j\beta_e z}$, тогда получаем выражение:

$$\frac{d^2i_1}{dz^2} = -\beta_e^2 i_1,\tag{5}$$

где $\beta_e = \frac{\omega}{V_0}$ – постоянная распространения электронного пучка, V_0 – постоянная составляющая скорости электронного пучка.

Используя соотношение (5), запишем уравнение (4) в виде уравнения возбуждения электромагнитного поля замедляющей системы электронным потоком:

$$\frac{d^2E_{\text{эл}}}{dz^2} + \beta^2 E_{\text{эл}} = j\beta \beta_e^2 k i_1.\tag{6}$$

3.2 Вывод укороченных уравнений возбуждения

Для удобства дальнейших выкладок сделаем следующую замену переменных: $E_{zn}(z) = \frac{m}{|e|} \omega V_0 f(z)$, где $f(z)$ – некоторая неизвестная функция; e и m – заряд и масса электрона.

Используя введенную функцию $f(z)$, преобразуем уравнение (6) к следующему виду:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + \beta_n f = j \beta_n \beta_e 2 \varepsilon^3 J_1, \quad (7)$$

где $J_1 = i_1 / I_0$ – нормированная первая гармоника тока пучка, $\varepsilon^3 = c^3 = \frac{k}{4} \frac{I_0}{U_0}$ – параметр малости или коэффициент усиления в теории ЛБВ; I_0 и U_0 – постоянные составляющие тока и напряжения электронного пучка, $V_0 = \sqrt{2 \frac{|e|}{m} U_0}$.

Применяя метод медленно меняющихся амплитуд и используя процедуру усреднения, введем так называемые медленно меняющиеся амплитуды поля и тока с помощью следующих выражений:

$$\begin{aligned} f(z) &= \varepsilon^2 F(z) e^{-j \beta_e z}, \\ J_1(z) &= I_1(z) e^{-j \beta_e z}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $F(z)$ и $I_1(z)$ – медленно меняющиеся комплексные амплитуды поля замедляющей системы и первой гармоники тока пучка.

Подставляя соотношения (8) в уравнение возбуждения (7), получим следующее соотношение:

$$\frac{d^2 F}{dz^2} - 2 j \beta_e \frac{dF}{dz} - (\beta_e^2 - \beta^2) F = j 2 \beta_n \beta_e \varepsilon I_1. \quad (9)$$

Введем используемую в линейной теории ЛБВ медленно меняющуюся координату $y = \varepsilon \beta_e z$ и тогда вместо уравнения (9) получим уравнение:

$$\varepsilon \frac{d^2 F}{dy^2} - 2 j \frac{dF}{dy} - \frac{1}{\varepsilon} \left(1 - \frac{\beta^2}{\beta_e^2} \right) F = j 2 \frac{\beta_n}{\beta_e} I_1. \quad (10)$$

Используя малость параметра $\varepsilon \ll 1$ и учитывая параметр расстройки $b = (\beta_n - \beta_e) / \varepsilon \beta_e$, окончательно получим из уравнения (10) укороченное рабочее уравнение возбуждения высокочастотного поля замедляющей системы электронным пучком:

$$\frac{dF}{dy} + jbF = -I_1. \quad (11)$$

Полученное уравнение (11) является искомым укороченным уравнением возбуждения для комплексных амплитуд поля и тока.

Таким образом, решена задача о возбуждении замедляющей системы током электронного пучка, причем в виде, удобном для численного счета. Уравнение возбуждения в комплексном виде легко переписывается в виде уравнения для реальных амплитуд и фаз высокочастотного поля и тока пучка:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dy} &= -|I_1| \cos(\psi - \varphi), \\ \frac{d\varphi}{dy} &= -b - \frac{|I_1|}{A} \sin(\psi - \varphi), \end{aligned} \quad (12)$$

где A и φ – реальные амплитуда и фаза поля замедляющей системы:

$$F = F' + jF'' = Ae^{j\varphi}, \quad A = \sqrt{(F')^2 + (F'')^2}, \quad \varphi = \arctg \frac{F'}{F''},$$

$|I_1|$ и ψ – реальные амплитуда и фаза первой гармоники тока пучка:

$$I_1 = I_1' + jI_1'' = |I_1| e^{j\psi}, \quad |I_1| = \sqrt{(I_1')^2 + (I_1'')^2}, \quad \psi = \arctg \frac{I_1'}{I_1''}.$$

Полученные укороченные уравнения возбуждения указывают на скорость изменения амплитуды и фазы поля под воздействием внешней силы – наведенного тока или амплитуды первой гармоники конвекционного тока электронного пучка. Система уравнений (12) решается методом Рунге–Кутты четвертого порядка с автоматическим выбором шага. Задается параболическая аппроксимация распределения тока пучка вдоль замедляющей системы.

4. Гармоники тока электронного пучка в приборах с продольным взаимодействием.

4.1. Определение гармоник тока электронного пучка.

Как известно из электродинамики, периодически изменяющийся во времени конвекционный ток математически описывается с помощью ряда Фурье, то есть в виде суперпозиции временных гармоник тока пучка:

$$i(z, t) = I_0 + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} i_n(z) e^{jn\omega t}, \quad (13)$$

где I_0 – постоянная составляющая тока электронного пучка, i_n – комплексная амплитуда n -ой гармоники тока пучка, определяемая с помощью следующего выражения:

$$i_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i(z, t) e^{-jn\omega t} d(\omega t). \quad (14)$$

Для определения амплитуд гармоник тока с помощью соотношения (14) необходимо знать конвекционный ток пучка в момент t в сечении z . Формулу для тока $i(z, t)$ можно получить, используя закон сохранения заряда и тока.

За малый интервал времени dt_0 в пространство взаимодействия в сечении $z=0$ втекает заряд $dQ=I_0 dt_0$. Электроны, соответствующие этому заряду, пересекут сечение z за интервал времени $dt>0$, следовательно, согласно закону сохранения заряда, имеем $I_0 dt_0 = i(z, t) dt$, откуда получаем соотношение для определения конвекционного тока пучка:

$$i(z, t) = I_0 \left| \frac{dt_0}{dt} \right|, \quad (15)$$

где параметр $t=t(z, t_0)$ – определяет момент пролета через сечение z того электрона, который влетел в пространство взаимодействия при $z=0$ в момент времени t_0 . Координата z является независимой переменной в уравнении (14).

Подставляя выражение (15) в уравнение (14), получаем

$$i_n = \frac{I_0}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jn\omega t} d(\omega t_0). \quad (16)$$

Для вычисления полученного интеграла необходимо знать зависимость параметра времени t от t_0 в данном сечении z . Эта зависимость может быть найдена с помощью решений уравнений движения электронов в пространстве взаимодействия или задана аналитически.

4.2. Расчет гармоник тока электронного пучка.

Запишем соответствующие формулы для определения первой гармоники тока пучка. Ранее нами были введены следующие обозначения для тока $J_1 = \frac{i_1}{I_0}$ и также $I_1 = J_1 e^{j\beta_e z}$, используя которые получим выражения для нахождения комплексной амплитуды первой гармоники тока пучка.

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{i(z, t)}{I_0} e^{-j(\omega t - \beta_e z)} d(\omega t), \quad (17)$$

где $V_0 = \omega/\beta_e$ – постоянная составляющая скорости электронного пучка, β_e – постоянная распространения электронного пучка.

Для упрощения подынтегрального выражения в (17) используем закон сохранения заряда $I_0 d\Phi_0 = i(z, t) d\Phi$, учитывая который получаем окончательно интеграл для определения первой гармоники тока пучка:

$$I_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-j\Phi} d\Phi_0 \quad (18)$$

где $\Phi = \omega t - \beta_e z$ – фазовая координата Лагранжа, используемая в линейной теории электронных приборов, $\Phi_0 = \omega_0 t$.

При рассмотрении нелинейных процессов в записи уравнений движения вместо координат Эйлера (z, t) , являющихся независимыми эйлеровыми координатами, используются независимые переменные Лагранжа (z, t_0) , а время t является зависимой переменной $t = t(z, t_0)$. Решение уравнения движения позволяет найти $t(z)$ при любом выбранном начальном значении t_0 , а тем самым определяется функция $t(z, t_0)$. После определения $t(t_0)$ в данном сечении z производится вычисление гармоник тока пучка с помощью интеграла (16).

Если для записи уравнений движения используется фазовая система координат Лагранжа $y = \varepsilon \beta_e z$, $\Phi = \omega t - \beta_e z$, где ε – параметр малости, то при решении уравнений движения электронов в пространстве взаимодействия находится быстрая фазовая координата Φ для каждого электрона при любой заданной начальной фазе Φ_0 , определяющей время влета электронов в пространство взаимодействия. Это позволяет определить первую гармонику тока пучка с помощью интеграла (18).

При проведении дискретизации уравнений движения и интеграла (18) с помощью метода крупных частиц получаем следующее выражение для нахождения тока пучка: $I_1 = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N e^{-j\Phi_n}$, откуда находим амплитуду и фазу тока:

$|I_1| = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}$, $\psi = \arctg \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$, где $\alpha_1 = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N \cos \Phi_n$, $\alpha_2 = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N \sin \Phi_n$, N – число крупных частиц на период высокочастотного поля замедляющей системы, начальное распределение электронов дается выражением $d\Phi_0 = \frac{2\pi}{N}$.

5. Уравнение движения электронного потока

5.1. Уравнение движения в координатах Эйлера и координатах Лагранжа.

При построении нелинейной теории ЭП с продольным взаимодействием и для использования МКЧ введем ряд приближений в теории:

- рассматриваем нерелятивистский случай и пренебрегаем собственным магнитным полем электронов;
- рассматриваем случай бесстолкновительных электронных пучков и считаем, что поток в целом нейтрален;
- используем квазистатическое приближение, т.е. пренебрегаем эффектами запаздывания и вместо решения уравнений Максвелла будем решать уравнение Пуассона для потенциала объемного заряда;

– считаем справедливым квазипериодическое приближение;
 – будем использовать одномерное приближение и в аксиально–симметричном случае в роли крупных частиц будем использовать жесткие заряженные диски с конечными размерами.

Учитывая введенные приближения, уравнение электронного пучка в координатах Эйлера имеет следующий вид:

$$\frac{dV_z}{dt} = \frac{e}{m} E_z, \quad (19)$$

где e , m и $V_z = \frac{dz}{dt}$ – заряд, масса и скорость электронов пучка соответственно, E_z – усредненная по сечению пучка продольная составляющая электрического поля.

В подходе Эйлера электронный пучок представляется в виде сплошной заряженной жидкости и за движением сплошной среды происходит наблюдение в определенных точках физического пространства. Координаты точек наблюдения являются независимыми эйлеровыми координатами z , t .

В подходе Лагранжа происходит наблюдение за движением отдельных выбранных частиц и совокупность фазовых траекторий этих частиц дает полную информацию о процессе. Независимыми переменными в подходе Лагранжа являются номера частиц или их начальные фазовые координаты – z , t_0 . Время t становится зависимой переменной $t=t(z, t_0)$.

Запишем уравнение движения (19) в новых лагранжевых координатах:

$$\frac{d^2 t}{dz^2} = - \left(\frac{dt}{dz} \right)^3 \frac{e}{m} E_z, \quad (20)$$

где $V_z = \frac{1}{\frac{dt}{dz}}$ и $\frac{dV_z}{dt} = \frac{\frac{d^2 t}{dz^2}}{\left(\frac{dt}{dz} \right)^3}$ – скорость и ускорение в координатах Лагранжа.

Более удобно в дальнейшем использовать фазовую систему координат Лагранжа, которая вводится следующими соотношениями:

$$y = \varepsilon \beta_e z, \quad \Phi = \omega t - \beta_e z, \quad (21)$$

где ε – параметр малости, эквивалентный коэффициенту усиления S в теории ЛБВ, $\beta_e = \frac{\omega}{V_0}$ – постоянная распространения электронного пучка, V_0 – средняя скорость пучка.

Уравнение движения (20) в фазовой системе координат принимает следующий вид:

$$\frac{d^2 \Phi}{dy^2} = - \left(1 + \varepsilon \frac{d\Phi}{dy} \right)^3 \frac{e}{m \omega V_0 \varepsilon^2} E_z, \quad (22)$$

где $V_z = \frac{V_0}{1 + \varepsilon \frac{d\Phi}{dy}}$ – скорость в фазовой системе координат.

5.2. Расчет кулоновских сил.

Расчет сил пространственного заряда электронного пучка является наиболее сложной задачей нелинейной теории. Будем использовать приближение эквивалентного гладкого волновода, приближение узких зазоров для многорезонаторных клистронов, квазистатическое и квазипериодическое приближения в МКЧ.

В нелинейной теории ЭП применяются различные методы расчета поля пространственного заряда, из которых наиболее распространены следующие: метод функций Грина, метод преобразования Фурье и метод конечных разностей. Нами в данной работе будет использоваться метод функций Грина.

Продольная составляющая электрического поля E_z в правой части уравнения движения состоит из двух слагаемых – E_{zA} – поля замедляющей системы и E_{ze} – собственного поля электронного пучка (кулоновское поле или поле сил пространственного заряда). В квазистатическом приближении для определения собственного электрического поля необходимо решить уравнение Пуассона $\Delta \varphi = -\rho / \varepsilon_0$ и найти потенциал φ квазистатического электромагнитного поля, после чего определяется кулоновское поле $E_{ze} = -\text{grad } \varphi$, где ρ – плотность заряда электронного пучка, ε_0 – диэлектрическая постоянная активной среды.

Из электродинамики известно решение уравнения Пуассона для эквивалентной гладкой трубы дрейфа, в которой движется электронный поток, выражаемое с помощью функции Грина. Поэтому мы сразу выпишем готовое решение для кулоновского поля

$$E_{ze} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z') f(z, z') dz', \quad (23)$$

где $f(z, z')$ – это усредненная функция Грина (функция влияния), описывающая действие кулоновских сил со стороны диска в сечении z на диск в сечении z' , E_{ze} – усредненная напряженность электрического поля, действующая на сечение z' со стороны всех других сечений пучка слева и справа.

Запишем аналитическое выражение для усредненной функции Грина, представляемой в виде экспоненциальной функции,

$$f(z, z') = \frac{1}{2\varepsilon_0} e^{-\frac{2}{r_n}|\Delta z|} \text{sign}(\Delta z), \quad (24)$$

где r_n – радиус электронного пучка, $\text{sign}(\Delta z) = \begin{cases} 1 & \Delta z > 0 \\ 0 & \Delta z = 0 \\ -1 & \Delta z < 0 \end{cases}$, $\Delta z = z - z'$.

Перейдем во введенную нами ранее фазовую систему координат Лагранжа, тогда соотношение (24) для усредненной функции Грина в движущейся системе координат вместе с электронным потоком примет следующий вид:

$$f(\Phi, \Phi') = \frac{1}{2\varepsilon_0} e^{-k|\Delta\Phi|} \text{sign}(\Delta\Phi), \quad (25)$$

где $k = 2/\beta_e r_n$ – параметр убывания кулоновских сил с расстоянием, используемый в нелинейной теории, $\Delta\Phi = \Phi - \Phi'$.

5.3. Группировка электронов с учетом кулоновского взаимодействия

Уравнение движения (22) с учетом выражений для кулоновских сил (23)–(25) и использования закона сохранения заряда $\rho_0 dz_0' = \rho(z') dz'$ принимает следующий вид:

$$\frac{d^2\Phi}{dy^2} = \left(1 + \varepsilon \frac{d\Phi}{dy}\right)^3 \left\{ A \cos(\Phi + \varphi) + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega\varepsilon}\right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-k|\Delta\Phi|} \text{sign}(\Delta\Phi) d\Phi' \right\}, \quad (26)$$

где A и φ – амплитуда и фаза высокочастотного поля замедляющей системы, $\omega_p^2 = \frac{e \rho_0}{m \varepsilon_0}$ – плазменная частота бесконечно широкого пучка.

Применяя МКЧ и проводя дискретизацию уравнения движения, получаем уравнения одномерной дисковой модели пучка:

$$\frac{d^2\Phi_n}{dy^2} = \left(1 + \varepsilon \frac{d\Phi_n}{dy}\right)^3 \left\{ A \cos(\Phi_n + \varphi) + \frac{\pi}{N} \left(\frac{\omega_p}{\omega\varepsilon}\right)^2 \sum_{m=1}^N e^{-k|\Delta\Phi_{nm}|} \text{sign}(\Delta\Phi_{nm}) \right\}, \quad (27)$$

где N – число крупных частиц на электронную длину волны $\lambda_e = \lambda \frac{V_0}{c}$.

При анализе группировки электронов в многорезонаторных группирователях мощных электронных приборов используем приближения заданного поля и узких зазоров. Условия скоростной модуляции задаются во входном резонаторе, а также в промежуточных резонаторах. Первоначально

задается равномерное распределение координат электронов $\Delta\Phi'_0 = \frac{2\pi}{N}$. Скорости электронов на выходе m -го зазора резонатора определяются по формуле:

$$\frac{V_n}{V_0} = \sqrt{\frac{1}{\left(1 + \frac{d\Phi_n}{dy}\right)^2} - \frac{\tilde{U}_m \sin(\Phi_n - \varphi_m)}{U_0}}, \quad (28)$$

где \tilde{U}_m – переменная разность потенциалов в зазоре m -го резонатора, U_0 – ускоряющий потенциал пучка $V_0 = \sqrt{2 \frac{|e|}{m} U_0}$, V_n – скорость n -го электрона (крупной частицы), V_0 – средняя скорость пучка, φ_m – заданный сдвиг фаз. Первое слагаемое под знаком корня в выражении (28) представляет собой относительное значение кинетической энергии n -го электрона на входе в зазор.

Для оценки степени (или оптимальности) группирования электронов в многорезонаторных клистродах используется специальный параметр, так называемый показатель (коэффициент) качества группирования η_{gp} , близкий к электронному КПД клистронов $\eta_{кнд} = \frac{P_{вых}}{P_0}$, и определяемый по формуле

$\eta_{gp} = \frac{I_1}{2I_0} \frac{V_{n \min}}{V_0}$, где $\frac{I_1}{I_0}$ – отношение амплитуды первой гармоники тока пучка к постоянной составляющей, $\frac{V_{n \min}}{V_0}$ – отношение скорости самой медленной крупной частицы в данном сечении к ее постоянной составляющей.

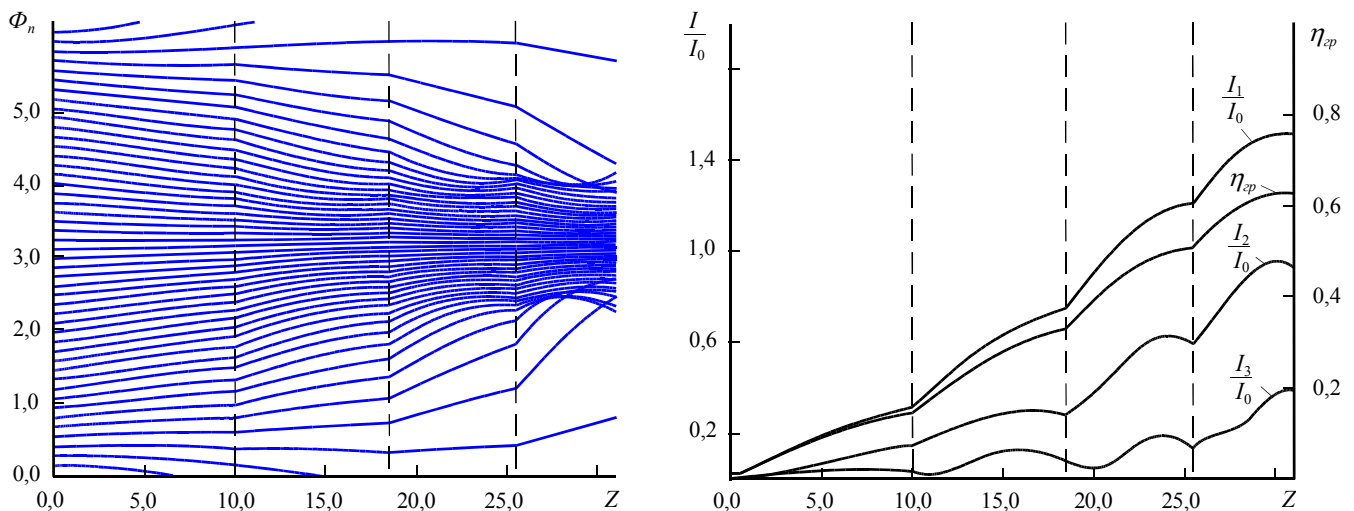


Рис 1. Зависимости фазовых координат крупных частиц Φ_n , амплитуд гармоник тока $\frac{I_i}{I_0}$ и электронного КПД η_{gp} от нормированной длины СВЧ прибора

6. Примерные варианты заданий к курсовой работе

ЗАДАНИЕ №1

Студенту _____ группы ЭП(В) – ____
на выполнение курсовой работы по дисциплине “нелинейная теория МКВ
приборов и устройств”.

Тема работы: “Моделирование взаимодействия пучка с полем и проектирование
односекционных ЛБВ на спиральных или резонансных замедляющих системах”

Исходные данные:

1.	Количество крупных частиц	24, 48
2.	Количество гармоник тока	2, 3, 4, ...
3.	Параметр убывания кулоновских сил	3.0
4.	Параметр плазменной частоты	0.05, 0.3
5.	Амплитуда поля на входе ЭП	0.1, 0.2, ...
6.	Фаза поля сигнала на входе	0, 1.57, 3.14

Расчетная часть и оптимизация параметров:

Найти максимумы амплитуд поля и тока пучка вдоль линии прибора и
определить оптимальные параметры длины секции ЛБВ для заданных
параметров пучка и заданных параметров амплитуды и фазы поля на входе ЭП.

Графическая часть:

Вывести на экран и печать графики зависимостей амплитуды и фазы поля
от длины, графики зависимостей амплитуды и фазы гармоник тока от длины
прибора, а также фазовые диаграммы группирования частиц в пространстве
взаимодействия

Дата выдачи задания: «___» _____ 200__ г.

Дата сдачи и защиты работы: «___» _____ 200__ г.

Руководители работы: Ю.Д. Мозговой
С.А. Хриткин

ЗАДАНИЕ №2

Студенту _____ группы ЭП(В) – ____
на выполнение курсовой работы по дисциплине “Нелинейная теория МКВ
приборов и устройств”.

Тема работы: “Моделирование взаимодействия пучка с полем и проектирование
многорезонаторных мощных ЭП с продольным взаимодействием”

Исходные данные:

- | | |
|--------------------------------------|-----------------|
| 1. Количество резонаторов в ЭП | 4, 5, 6, 7, ... |
| 2. Количество крупных частиц | 24, 48 |
| 3. Количество гармоник тока | 2, 3, 4, ... |
| 4. Параметр убывания кулоновских сил | 3.0 |
| 5. Параметр плазменной частоты | 0.05, 0.3 |

Расчетная часть и оптимизация конструктивных параметров:

Найти максимумы электронного КПД и амплитуды первой гармоники
тока пучка и определить оптимальные амплитуды модулирующих напряжений
и длин труб дрейфа для многорезонаторного устройства.

Графическая часть:

Вывести на экран и печать графики зависимостей тока и КПД от длины
прибора (траекторный анализ) для двух значений плазменной частоты.

Дата выдачи задания: «__» _____ 200__ г.

Дата сдачи и защиты работы: «__» _____ 200__ г.

Руководители работы: Ю.Д. Мозговой
С.А. Хриткин

7. Оформление курсовой работы

По выполнении всех расчетов необходимо составить “Пояснительную записку”, которая должна содержать:

- титульный лист;
- основные теоретические уравнения и соотношения;
- результаты численного расчета уравнений движения на ЭВМ;
- построенные теоретические зависимости группировки электронов;
- основные выводы к полученным результатам работы.

8. Контрольные вопросы

- рассмотреть и сравнить координаты Эйлера и Лагранжа;
- перечислить основные приближения в нелинейной теории и в МКЧ;
- записать уравнения движения электронов в различных координатах;
- объяснить дискретизацию уравнений движения;
- перечислить методы расчета сил пространственного заряда;
- пояснить основную роль коэффициент качества группирования;
- моделирование и траекторный анализ процессов группирования в мощных электронных приборах;
- проектирование конструкции электронного прибора и группировка электронов при изменении параметров пространственного заряда и скоростной модуляции пучка;
- основные идеи метода крупных частиц и их использование для моделирования и проектирования мощных электронных приборов;

9. Литература

1. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.И. Слепков. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. Москва. Изд. МГУ, 1993 г.
2. Л.А. Вайнштейн, В.А. Солнцев. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. Радио, 1973 г.
3. Р.А.Силин. Периодические волноводы. Изд. Фазис. Москва. 2002г.
4. Д.И.Трубецков, А.Е.Храмов. Лекции по СВЧ электронике. М. Изд. Физматлит., 2003 г.
5. А.С. Рошаль. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1989 г.
6. Дж. Роу. Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ. М.: Сов. Радио, 1989 г.
7. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубецков. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. Радио, 1990 г.

Содержание

1.	Цель работы	3
2.	Постановка задачи и метод крупных частиц	3
3.	Возбуждение поля замедляющей системы электронным потоком	5
3.1.	Вывод уравнения возбуждения	5
3.2.	Вывод укороченных уравнений возбуждения	7
4.	Гармоники тока электронного пучка в приборах с продольным взаимодействием.	8
4.1	Определение гармоник тока электронного пучка	8
4.2	Расчет гармоник тока электронного пучка	9
5.	Уравнение движения электронного потока	10
5.1	Уравнение движения в координатах Эйлера и координатах Лагранжа	10
5.2	Расчет кулоновских сил	12
5.3	Группировка электронов с учетом кулоновского взаимодействия	13
6.	Примерные варианты заданий к курсовой работе	15
7.	Оформление курсовой работы	17
8.	Контрольные вопросы	17
9.	Литература	17

Учебное издание

Составители: МОЗГОВОЙ Юрий Дмитриевич
 ХРИТКИН Сергей Анатольевич

Редактор С.П. Клышинская.
Технический редактор О.Г. Завьялова

Изд. лиц. ИД № 06117 от 23 октября 2001 г.
Подписано в печать Формат 60×84/16. Бумага офсетная № 2. Ризография.
Усл. печ. л. 1,2 Уч.-изд.л. 1,1 Изд.№ Тираж 50 экз. Заказ –
 Московский государственный институт электроники и математики.
 109028, Москва, Б. Трехсвятительский пер., 3/12.
Отдел оперативной полиграфии Московского государственного института
электроники и математики. 113054, ул. М. Пионерская, 12.