

$$L^2 = r^2 (\rho_0^2 + \rho_\psi^2) = \gamma^2 (r^2 \dot{\theta})^2 + \frac{L_\psi^2}{\sin^2 \theta}.$$

Плотность частиц определяется интегралом в фазовом пространстве. Представляется естественным принять для функции распределения выражение $f = \kappa \exp\{-H/T\}$, где T — температура. При этом плотность имеет вид

$$\rho = \frac{\kappa}{2} \int_1^\infty e^{-\frac{H}{T}} (H + \varphi) \left\{ \sqrt{(H - \varphi)^2 - 1} - \sqrt{(H - \varphi)^2 - \frac{r_c^2}{r^2} H^2 + \left(\frac{r_c^2}{r^2} - 1\right)} \right\} dH.$$

Уравнение для потенциала

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = \rho$$

может быть решено численными методами.

В результате такого решения можно учесть тепловые эффекты и оценить таким образом точность гидродинамической теории.

Литература

1. Абдулманов В. Г., Короткова В. А., Невский П. В. и др. // Прикладная физика. 1999. № 3—4. С. 111.
2. Запрягаев И. А. Исследование 100 МВт источника электронов с высокой компрессией пучка: Дис. ... на соискание канд. физ.-мат. наук/ ИЯФ им. Г. И. Будкера. — Новосибирск, 2004.
3. Тиунов М. А., Фомель Б. М., Яковлев В. П. SAM-интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ: Препринт 87—35, ИЯФ СО АН СССР. — Новосибирск, 1987.
4. Кузнецов Г. И., Тиунов М. А., Яковлев В. П. Дюнная пушка с высокой компрессией пучка и повышенной электрической прочностью: Препринт 89—161, ИЯФ СО АН СССР. — Новосибирск, 1989.
5. Fomel B. M., Tiunov M. A., Yakovlev V. P., SAM — an Interactive Code for Evaluation of Electron Guns: Preprint 89-159, INP. — Novosibirsk, 1989.
6. Meltzer B. // J. Electr. Contr. 1958. V. 4. № 4. P. 350.
7. Сыровой В. А. // РЭ. 2003. Т. 48. № 4. С. 467.
8. Чихачев А. С. Кинетическая теория квазистационарных состояний пучков заряженных частиц. — М.: Физматиз, 2001.
9. Азарова О. Н., Чихачев А. С. // РЭ. 1990. Т. 35. № 2. С. 410.

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2005 г.

Adequacy of spherical diode theory

V. M. Belkin, M. A. Zavjalov, V. A. Syrovoy, A. S. Chikchachev
All-Russian Electrotechnical Institute (VEI), Moscow, Russia

The limits of validity for non-relativistic and relativistic spherical diode theory as instrument of mathematical and physical testing for trajectory analysis programs in case of essentially many-scaled electron flows are discussed. The influence of self magnetic field and initial thermal velocities which determine these limits are investigated.

УДК 621.385.001

Моделирование характеристик плазмозаполненных ЛБВ

П. В. Боровиков, В. Ю. Григорьев
ГУП ВЭИ им. Ленина, Москва, Россия

Предложена методика расчета основных характеристик плазмозаполненных ламп бегущей волны (ПЛБВ) и представлены результаты. Рассмотрены качественно и подтверждены расчетами основные особенности плазменного и вакуумного режимов работы ПЛБВ.

Реализация преимуществ гибридных плазменно-резонаторных систем потребовала детального исследования их дисперсионных характеристик и динамики взаимодействия электронного пучка с гибридными волнами, в частности, актуальной проблемой является создание достаточно достоверной математической модели плазменно-волноводной системы, адекватно представляющей рабочие характеристики таких систем. С другой стороны, очень важна задача разработки методов и принципов конструирования и технологии пучково-плазменных приборов, обеспечивающих требуе-

мые рабочие характеристики и достаточно большой срок службы при наличии в приборах плазмы высокой концентрации и интенсивных электронных и ионных потоков. В настоящей статье рассмотрена модель, кажущаяся нам наиболее удобной для расчета таких систем, и приведены некоторые результаты расчетов с ее использованием.

Расчетная модель

Воспользуемся нелинейной теорией плазменной ЛБВ, выведенной в следующих предположениях.

1. Рассматривается одномерная модель, т. е. скорости электронов имеют только продольную составляющую, и все величины, характеризующие ВЧ-поле и электронный пучок, не меняются по сечению последнего. Это соответствует случаю достаточно сильного продольного магнитного поля, когда поперечным движением электронов можно пренебречь.

2. Движение электронов одностороннее.

3. Рассматриваются замедляющие системы "волноводного типа", в которых поле, возбуждаемое основной гармоникой тока пучка, характеризуется одной волной с фазовой скоростью, близкой к скорости электронов.

4. Замедляющая система идеально согласована на концах, так что отражение электромагнитной энергии отсутствует.

В этих предположениях процесс взаимодействия электронов с волной, усиливаемой на рабочей частоте, может быть описан двумя уравнениями: для комплексной амплитуды волны F и для фазы электронов относительно волны φ (вывод этих уравнений приведен в работе [1])

$$\frac{dF}{d\theta} + i(b - id)F = -(1 + Cb)^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\varphi} d\varphi_0; \quad (1)$$

$$\frac{d^2\varphi}{d\theta^2} = -\left(1 + C \frac{d\varphi}{d\theta}\right)^3 \left(\frac{1}{2}(Fe^{i\varphi} + F^*e^{-i\varphi}) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma_n}{n} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \sin[n(\varphi - \varphi')] d\varphi'_0\right), \quad (2)$$

где $\theta = C \left(\frac{\omega Z}{v_0}\right)$ — продольная координата, нормализованная на параметр Пирса C (ω — частота волны; v_0 — начальная скорость электронов);

b — относительная скорость электронов,

$$b = \frac{(v_0 - v_{ph})}{Cv_{ph}}, \quad \text{а фазовая скорость}$$

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k_z};$$

d — параметр потерь в цепи, принятый в теории Пирса;

φ — определяется как $\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)$, где v — текущая скорость электронов;

Γ_n — коэффициенты депрессии, отвечающие за изменение поля пространственного заряда электронного пучка, учитывая присутствие плазмы.

Граничными для уравнений (1) и (2) являются условия $F(0) = F_0$, которое задает начальную амплитуду

волны, и условие $\varphi(0) = \varphi_0$, где φ_0 однородно распределено между 0 и 2π .

КПД устройства может быть рассчитан по формуле

$$\eta = \frac{C|F_{out}|^2}{2(1 + Cb)^2}, \quad (3)$$

где F_{out} — амплитуда волны на выходе системы.

Уравнения (1)—(3) имеют тот же вид, и в случае вакуумной ЛБВ, тем не менее, в присутствии плазмы параметр Пирса, определяемый формулой

$$C^3 = \frac{ZI_b}{4U_b}, \quad (4)$$

параметр расстройки b и коэффициенты депрессии Γ_n отличаются от их вакуумных эквивалентов. В выражении (4), где через I_b и U_b обозначены, соответственно, ток пучка и ускоряющее напряжение, сопротивление связи Z зависит от радиального распределения продольной компоненты электрического поля, распространяющегося синхронно с электронами с фазовой скоростью v_{ph} . Как уже упоминалось выше, в "вакуумном случае" поперечное волновое число является мнимым, поскольку в электростатическом приближении (которое справедливо для волны, распространяющейся синхронно с медленными электронами),

$$k_{\perp}^2 \cong -k_z^2 \cong -\frac{\omega^2}{v_0^2} < 0,$$

что означает локализацию поля близ стенок структуры, и, таким образом, взаимодействие с электронами, распространяющимися вблизи оси, является слабым. Однако в присутствии плазмы, ограниченной конечным внешним магнитным полем,

$$k_{\perp}^2 \cong -\frac{\epsilon_z}{\epsilon_r} k_z^2 \cong -\frac{\epsilon_z}{\epsilon_r} \frac{\omega^2}{v_0^2}. \quad (5)$$

Таким образом, когда либо ϵ_z , либо ϵ_r меньше нуля, поперечное волновое число k_{\perp} может быть действительным, и в результате сопротивление связи становится значительно большим. В уравнении (5) продольная и поперечная компоненты диэлектрической проницаемости равны

$$\epsilon_z = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad (6)$$

где ω_p — плазменная частота, а ω_c — электронная циклотронная частота.

Параметр расстройки b в выражениях (1)—(3) зависит от разницы между начальной скоростью электронов и фазовой скоростью волны. В присутствии плазмы v_f зависит от плотности последней.

Более существенным для рассматриваемой задачи является зависимость коэффициентов депрессии Γ_n от параметров плазмы. Так же, как и в работе [2], можно воспользоваться значениями Γ_n , определенными в [3] из линейной теории, и эти коэффициенты для цилиндрического электронного пучка равны

$$\Gamma_n = \frac{\omega_b^2}{\omega^2 C^2} \Gamma'_n, \quad (7)$$

где ω_b — плазменная частота электронного пучка.

Коэффициенты Γ'_n для случая плазменного волновода, однородно заполненного плазмой и частично — пучком, получены в работе [1]

$$\Gamma'_n = 4 \sum_s \frac{J_z^2(\delta p_s)}{p_s^2 J_1^2(p_s) [\varepsilon_z(n\omega) + \varepsilon_r(n\omega) p_s^2 / \xi^2]}, \quad (8)$$

где $\delta = \frac{R_b}{a}$ — отношение радиуса электронного пучка

к радиусу пролетного канала a , заполненного однородной плазмой;

p_s — s -й корень уравнения $J_0(p_s) = 0$ (где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка);

$\xi_n = \frac{n\omega a}{v_0}$ — параметр, который зависит от скорости

электронов и отношения радиуса пролетного канала к длине волны; компоненты $\varepsilon_z(n\omega)$ и $\varepsilon_r(n\omega)$ диэлектрической проницаемости определяются выражением (6), в котором вместо ω следует подставить $n\omega$.

Эти коэффициенты называются коэффициентами депрессии, поскольку в вакууме они характеризуют уменьшение поля пространственного заряда, обусловленное конечными поперечными размерами пучка и влиянием стенок волноводной системы, а также взаимодействием между электронным пучком и электромагнитной волной системы.

Результаты расчета

Уравнения (1)—(2) с учетом (7)—(8) легко решаются численно при использовании метода крупных частиц. Необходимыми данными для расчета являются дисперсионная характеристика изучаемой системы и зависимость сопротивления связи Z от рабочей частоты. Эти данные для системы типа цепочек связанных резонаторов (ЦСР) с индуктивными щелями связи и плазменным заполнением пролетного канала получаются при использовании алгоритмов, разработанных совместно с ЛЭТИ [4].

Результатом расчета являются приводимые ниже зависимость амплитуды СВЧ-волны от расстояния и фазовые траектории электронных дисков. Амплитуда волны нормирована на полную мощность электронного пучка (КПД). Используя дисперсионную характеристи-

ку конкретного прибора, рассчитывается выходная мощность в полосе, и получается АЧХ.

Из приведенных выше уравнений можно увидеть основное отличие вакуумного режима (рис. 1, а) от режима с плазменным заполнением канала (см. рис. 1, б). Коэффициенты депрессии Γ_n , входящие в выражение для поля пространственного заряда

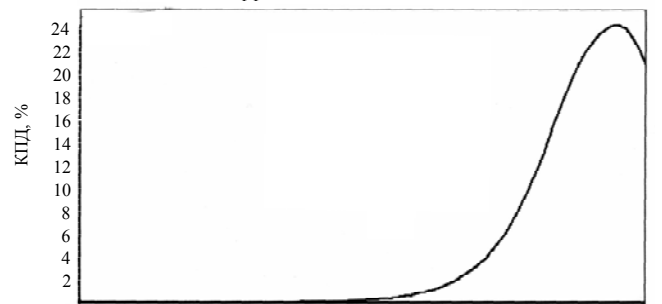
$$\bar{E}_Q = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Gamma_n}{n} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \sin[n(\varphi - \varphi')] d\varphi',$$

в плазменном режиме могут принимать отрицательные значения, тем бóльшие по абсолютной величине, чем ближе плазменная частота к рабочей.

Таким образом, в отличие от "вакуумного случая", когда силы пространственного заряда препятствуют группировке электронов, в плазменном режиме возможен обратный эффект улучшения условий образования электронных сгустков.

На рис. 1, а и б приведены результаты расчета одной точки дисперсионной характеристики для одной и той же системы в случае, соответственно, вакуумного заполнения канала и плазменного с частотой плазмы, близкой к рабочей. Видно, что когда в вакуумном приборе группировка электронов пучка еще только начинается, в плазменном режиме уже можно видеть образование и последующий распад сгустков плотности пространственного заряда.

Эффективность взаимодействия



а

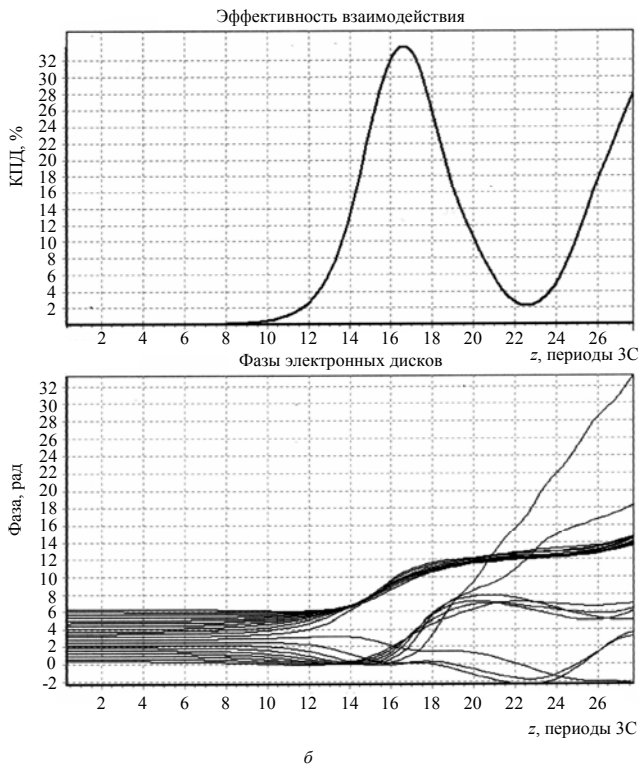


Рис. 1. ПЛБВ:

a — в вакуумном режиме работы; *b* — в плазменном режиме работы (вверху — зависимость мощности СВЧ-волны от длины прибора, внизу — фазовые траектории электронных дисков)

Также наблюдается увеличение КПД прибора (в данном случае на 8 %, что соответствует увеличению выходной мощности на треть).

Следует отметить, что понятие "вакуум" для рассматриваемых приборов относительно. Имеется в виду случай $\omega_p \ll \omega$, что соответствует малым концентрациям остаточного газа. Однако этого достаточно для того, чтобы образованная из него плазма нейтрализовала постоянную составляющую объемного заряда пучка. Таким образом, наши предположения остаются в силе.

Пространство дрейфа

Полученные расчетные данные показывают эффективность применения многосекционных приборов. Прибор состоит из двух секций (входной и выходной), отделенных друг от друга трубкой дрейфа. Помимо известных преимуществ (подавление самовозбуждения, уменьшение шума), такие приборы могут обладать КПД выше, чем у приборов с обычной замедляющей системой (ЗС). В "вакуумном случае" этот эффект выражен слабо и связан, по-видимому, с небольшим расогласованием скорости электронов и замедленной волны. В системах с плазменным заполнением подбор длины трубки дрейфа может выразиться в значительном увеличении КПД.

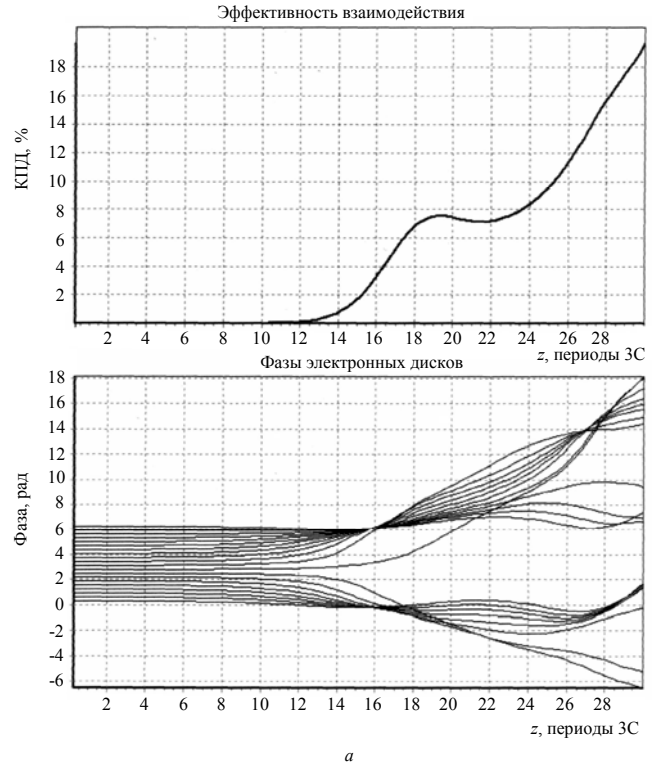


Рис. 2. ПЛБВ (плазменный режим):

a — односекционная

Эффективность взаимодействия

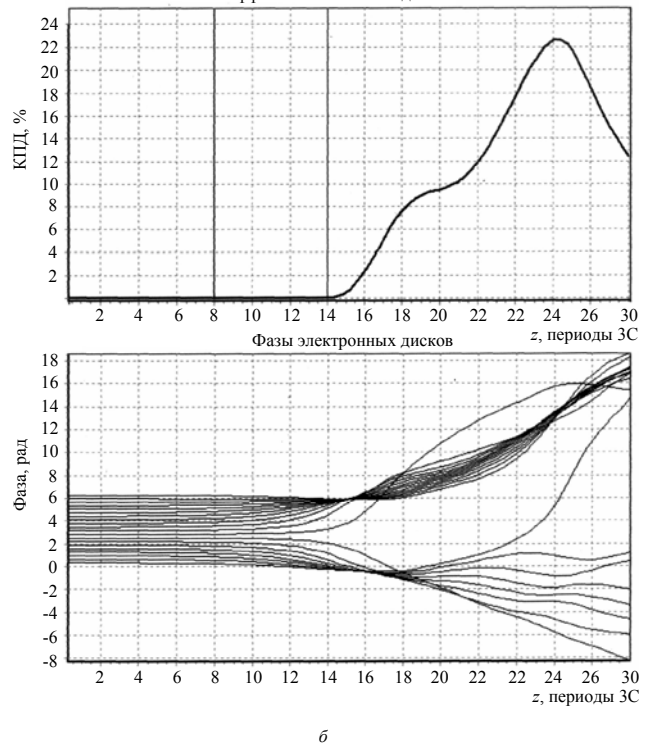


Рис. 2. Окончание:

b — двухсекционная (вертикальные линии показывают расположение трубки дрейфа)

На рис. 2, *a* приведены результаты расчета для односекционного прибора в плазменном режиме, а на рис. 2, *b* — для прибора, состоящего из двух секций, разделенных трубкой дрейфа. Хорошо заметно улучшение группировки элект-ронов во втором случае.

Литература

1. Nusinovich G. S., Mitin L. A., Vlasov A. N. // Phys. Plasmas. 1997. № 4(12) Dec.
2. Рогашкова А. И., Цейтлин М. Б. // Электрон. техника. Сер. 1. "Электроника СВЧ". 1967. Вып. 7. С. 3—17.
3. Рогашкова А. И., Цейтлин М. Б. // Там же. Вып. 4. С. 3—17.

4. Боровиков П. В., Григорьев А. Д., Мейев В. А. и др. // Известия ЛЭТИ. 1991. Вып. № 3. С. 72.

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2005 г.

Simulation of plasma-filled TWT characteristics

P. V. Borovikov, V. Yu. Grigoriev
All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

Method of calculation of the main plasma-filled TWT characteristics is suggested and some results presented. The base features of vacuum and plasma modes are examined qualitative and proved by calculations.

УДК 537.533

Вытягивающая система источника ионов с отклонением пучка на вход монополярного масс-анализатора

Л. П. Овсянникова, Т. Я. Фишкова
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

В. А. Сурков
АО "SELM", г. Сумы, Украина

Предложена ионно-оптическая система для формирования пучка на вход монополярного масс-спектрометра. Ее отличительные особенности — заземление вытягивающего электрода в целях уменьшения разброса в пучке ионов по энергии и использование отклоняющей системы нетрадиционной конструкции (хорошо сочетающейся с осесимметричными электродами) для предотвращения попадания рассеянных электронов в монополь. В аналитическом виде получено распределение потенциала в такой отклоняющей системе. Расчет траекторий ионов проведен численно по программе авторов. Дано сравнение параметров исследованной системы с ранее используемой в монополярном масс-спектрометре.

Промышленное освоение монополярных масс-спектрометров связано с их большей технологичностью и дешевизной по сравнению с квадрупольными. Поэтому серийный выпуск приборов актуален до настоящего времени. Технических возможностей монополей вполне достаточно, чтобы с успехом решать задачи как в научных исследованиях для изучения процессов в вакууме и газах, так и в технологии — для оперативного контроля химических процессов при напылении, сварке, отжиге, для анализа геологических проб, при экспресс-экологическом контроле и др.

Монополярная разновидность квадрупольного масс-анализатора обладает рядом специфических особенностей, одна из которых — сильное влияние энергии ионов на чувствительность и разрешающую способность. На рис. 1 приведен общий вид монополярного масс-

спектрометра с входящими в него узлами. Если в последних модификациях приборов MX7304A вместо ранее используемого дефлектора на выходе из монополя поставить энергофильтр типа двугранный угол [1], то разрешающая способность прибора на уровне 10 % улучшается на два порядка (в 500 раз). Однако при этом приблизительно во столько же раз ухудшается чувствительность. Кроме того, часть электронов, участвующих в ионообразовании, попадает в межэлектродный зазор монополя, длина которого недостаточна, чтобы их отсеять.