

В. Г. Шульга, канд. техн. наук,
Н. С. Крендюкова

**К ЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ M - J -ТИПА
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА
С ПОЛЕМ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ**

Теория гибридных приборов находится в центре внимания специалистов по электронике сверхвысоких частот. Совмещение нескольких механизмов в одном приборе позволяет получить более эффективные параметры: высокие коэффициент усиления и к. п. д., широкую полосу пропускания [1—5]. Достоинства прибора M - J по сравнению с прибором M -типа — оседание «отработавших» электронов происходит на «гладком» коллекторе, что значительно облегчает теплоотвод; что электронный поток движется в области высокого значения напряженности поля волны, что обеспечивает более высокую эффективность взаимодействия электронов с полем.

Рассмотрим *M-I*-тип взаимодействия электронного пучка с полем бегущей волны (рис. 1) в приближениях линейной теории самосогласованным методом [6]. Сформулируем уравнение возбуждения и уравнение движения электронного потока в поле бегущей волны со следующими приближениями: бесконечно тонкий пучок (кулоновским взаимодействием внутри пучка пренебрегаем); система достаточно широкая, что позволяет предположить однородность постоянного поля E_0 и отсутствие компоненты высокочастотного (ВЧ) поля \tilde{E}_x вдоль пространства взаимодействия в месте расположения пучка.

По замедляющей системе распространяется ВЧ-волна напряжения:

$V(x, y, z) = \Phi(x, y) \tilde{V}(z) e^{i(\omega t - \Gamma z)}$, (1)

где $\Phi(x, y)$ — мембранная функция, которая зависит от поперечных координат;

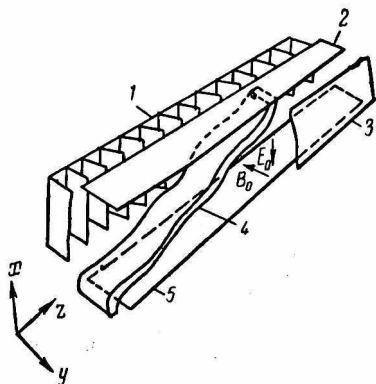


Рис. 1. Схематическое изображение прибора *M-I*-типа:

1 — замедляющая система; 2 — коллектор; 3 — плата; 4 — электронный пучок; 5 — холодный катод.

$$\Phi(x, y) = sh\beta_0 y_0;$$

$\tilde{V}(z)$ — амплитуда волны напряжения, обусловленная наличием ВЧ тока пучка i_z ;

Γ — постоянная распространения волны при наличии электронов.

Введем следующие безразмерные параметры [6]:

$$-\Gamma = -j\beta_e + \beta_e C\delta; \quad (2)$$

$$-\Gamma_0 = -j\beta_e - j\beta_e Cb; \quad (2a)$$

$$C^2 = \frac{\varphi^2 K I_0}{4V_0}; \quad (26)$$

где C — параметр усиления;

K — волновое сопротивление системы;

Γ_0 — постоянная распространения волны при отсутствии электронов;

$b = \frac{v_0 - v_\phi}{Cv_\phi}$ — параметр разности скоростей;

$\delta = x + jy$ — корень характеристического уравнения.

Функция поперечных координат Φ введена в (2, б) по следующим соображениям. Напряжение у пучка, равно Φ -кратному напряжению системы, поэтому действующее волновое сопротивление системы относительно пучка отличается в Φ^2 раз

от волнового сопротивления системы [6]. В неадиабатической теории приборов M -типа [7] вводится параметр усиления, совпадающий по структуре с (2, б).

Согласно [6], и учитывая (1) и (2 б), уравнение возбуждения будет иметь вид

$$\tilde{V}(z) = \frac{\Phi \Gamma_0 K i_z}{(\Gamma^2 - \Gamma_0^2)}. \quad (3)$$

Из уравнения непрерывности

$$\rho_E \operatorname{div} \tilde{V} = -\frac{d\rho_E}{dt}, \quad \rho_E = \Phi(\tilde{\rho} + \rho_0)$$

и уравнения для конвекционного тока

$$i_z = \rho_0 \tilde{v}_z + v_0 \tilde{\rho}$$

найдем значение ВЧ тока пучка в виде

$$i_z = \frac{I_0 (j\beta_e \Phi \tilde{v}_z - \Phi' \tilde{v}_y)}{v_0 \Phi (j\beta_e - \Gamma)}. \quad (4)$$

После подстановки i_z в (3) имеем

$$\tilde{V} = \frac{\Gamma \Gamma_0 K I_0 (\Phi' \tilde{v}_y - j\beta_e \Phi \tilde{v}_z)}{v_0 (\Gamma^2 - \Gamma_0^2) (j\beta_e - \Gamma)}. \quad (5)$$

Уравнение (5) является уравнением возбуждения амплитуды ВЧ-волны напряжения для M - J -типа взаимодействия.

Компоненты переменного электрического поля \tilde{E}_z и \tilde{E}_y связаны с ВЧ-волной напряжения следующими соотношениями [8]:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z &= -\frac{\partial[\Phi(x, y) \tilde{V}(z)]}{\partial z} = -\Phi \frac{d\tilde{V}}{dz}; \\ \tilde{E}_y &= -\frac{\partial[\Phi(x, y) \tilde{V}(z)]}{dy} = -\Phi' \tilde{V}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для данного случая уравнение движения в подвижной системе координат 9 в приближениях теории малого сигнала и с учетом (6) имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{v}_z (j\beta_e - \Gamma) &= \frac{\eta \Phi \Gamma}{v_0} \tilde{V} - \beta_e \tilde{v}_x \\ \tilde{v}_x (j\beta_e - \Gamma) &= \beta_e \tilde{v}_z \\ \tilde{v}_y (j\beta_e - \Gamma) &= -\frac{\eta \Phi'}{v_0} \tilde{V}. \end{aligned} \quad (7)$$

Решая (5) и (7) совместно с учетом (2), получим систему линейных однородных уравнений, нетривиальное решение которой дает характеристическое уравнение M - J -типа для постоянной распространения:

$$(b - j\delta) = \frac{\alpha^2}{\delta^2} - \frac{1}{\delta^2 + f^2}. \quad (8)$$

Проверим предельные переходы.

1. При $\alpha = 0$, что соответствует случаю отсутствия поперечных полей, уравнение (8) переходит в уравнение, приведенное в работе [10]:

$$(b - j\delta) = -\frac{1}{\delta^2 + f^2}, \quad f^2 = 4QC.$$

2. При $f^2 = 0$, $\alpha^2 \gg 1$, т. е. при отсутствии пространственного заряда и наличии большого поперечного поля уравнение (8) переходит в

$$\delta^2 (b - j\delta) = \alpha^2,$$

которое легко преобразуется в характеристическое уравнение ЛБВ M -типа (неадиабатическая теория), приведенное в [7]:

$$\delta_1^2 (b_1 - j\delta_1) = 2,$$

где

$$\delta_1 = 2^{1/2} \alpha^{-1/2} \delta; \quad b_1 = 2^{1/2} \alpha^{-1/2} b.$$

Характеристическое уравнение (8) является уравнением пятой степени относительно δ , его корни отыскивались посредством численного решения на ЭЦВМ «Минск-22» при следующих значениях параметров:

параметр скорости $b = -8$
 $\div + 8$ с шагом $\Delta b = 0,5$;

параметр пространственного заряда $f^2 = 0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4$;

параметр поперечного поля $\alpha = 0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 3,5; 4; 4,5; 5$.

График зависимости корней от параметра скорости b при фиксированных значениях параметров пространственного заряда ($f^2 = 1,5$) и поперечного поля ($\alpha = 0,5$) показан на рис. 2. По оси абсцисс отложено значение параметра скорости, по оси ординат — реальные и мнимые части комплексных корней $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$ и δ_5 — уравнения (8). Реальная часть x пропорциональна амплитудной постоянной распространения волны в замедляющей системе с электронным потоком. Мнимая часть y пропорциональна разности фазовой скорости волны в замедляющей системе с электронным потоком «горячей» волны и скорости электронного потока.

Согласно [7], в дрейфующем пучке магнетронного типа распространяются четыре волны (при решении задачи в неадиабатическом приближении).

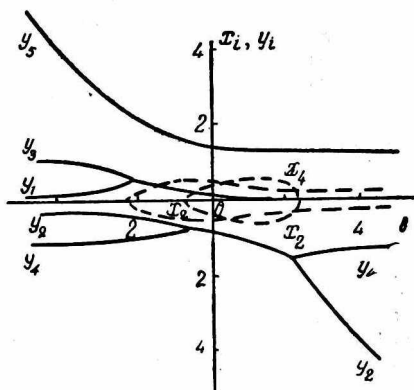


Рис. 2. График зависимости корней характеристического уравнения M - J от параметра скорости ($f^2 = 1,5$; $\alpha = 0,5$).

тическом приближении): быстрая и медленная циклотронные волны, характеристики которых искажены влиянием пространственного заряда, а также быстрая и медленная волны пространственного заряда, поведение которых изменилось в результате вращения электронов с циклотронной частотой. Сохраним эти названия волн для M - J -лампы. При больших отрицательных значениях параметра скорости и указанных значениях остальных параметров (см. рис. 2) в системе распространяются пять волн постоянной амплитуды: y_5 — волна, связанная с замедляющей системой, y_3 , y_1 — быстрая и медленная циклотронные волны, y_2 и y_4 — быстрая и медленная волны пространственного заряда.

Когда скорость волны системы приближается к скорости электронного потока, циклотронные волны испытывают возмущения, которые проявляются в изменении фазовых постоянных, обусловленном обменом реактивной мощностью между волной системы и волнами электронного потока. При увеличении параметра скорости быстрая циклотронная волна «переходит» в волну системы, а волна системы распространяется с фазовой скоростью быстрой циклотронной волны. Когда фазовая скорость «возмущенной» волны системы (теперь это y_3) достаточно приблизится к скорости медленной циклотронной волны, происходит взаимодействие этих волн (подобное взаимодействию M -типа). При значении параметра скорости $b = -2,2$ в результате взаимодействия возникает пара волн с изменяющейся амплитудой и одинаковой фазовой скоростью ($y_1 = y_3$). Амплитудная постоянная распространения медленной циклотронной волны ($x_1 > 0$) характеризует нарастающую с продольной координатой волну, а $x_3 < 0$ — затухающую волну.

При дальнейшем росте параметра скорости быстрая волна пространственного заряда y_2 испытывает возмущение и «переходит» в волну системы. С ростом параметра скорости возникают условия «синхронизма» между волной системы (теперь это y_2) и медленной волной пространственного заряда y_4 . При этом имеет место взаимодействие (подобное 0-типу) между волной системы и электронным потоком, которое сопровождается возбуждением пары волн с изменяющейся амплитудой ($x_4 > 0$ — амплитудная постоянная распространения нарастающей с продольной координатой волны, $x_2 < 0$ — затухающей волны). Фазовые скорости этих волн равны друг другу ($y_2 = y_4$). Здесь так же, как и в лампе бегущей волны 0-типа нарастающая волна возбуждается за счет отбора кинетической энергии у потока,двигающегося быстрее волны системы и тормозящегося в поле этой волны. При выходе из «синхронизма» в системе распространяются две волны постоянной амплитуды ($x_2 = x_4 = 0$) с фазовыми скоростями невозмущенной волны системы y_2 и медленной волны пространственного заряда y_4 .

При больших положительных значениях параметра скорости в системе распространяется пять волн:

- y_5 — быстрая циклотронная волна постоянной амплитуды ($x_5 = 0$; ее фазовая скорость больше скорости электронного потока ($y_5 > 0$);
- y_1 — медленная циклотронная волна, нарастающая по амплитуде ($x_1 > 0$); ее фазовая скорость равна скорости электронного потока ($y_1 = 0$);
- y_3 — быстрая волна пространственного заряда затухающая по амплитуде ($x_3 < 0$); ее фазовая скорость равна скорости электронного потока ($y_3 = 0$);
- y_4 — медленная волна пространственного заряда постоянной амплитуды ($x_4 = 0$); ее фазовая скорость меньше скорости электронного потока ($y_4 < 0$);
- y_2 — волна системы постоянной амплитуды ($x_2 = 0$), ее фазовая скорость меньше скорости электронного потока ($y_2 < 0$).

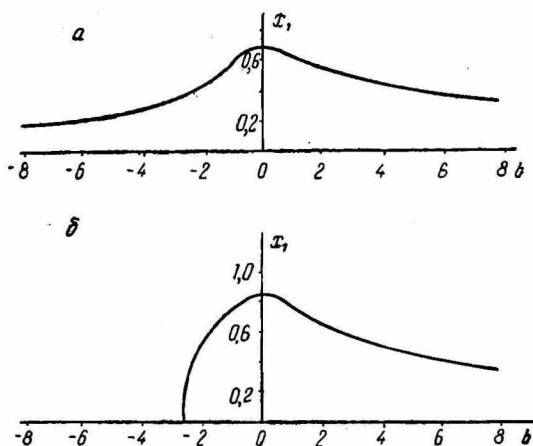


Рис. 3. Влияние параметра пространственного заряда на амплитудную постоянную M -типа взаимодействия, дающую вклад во взаимодействие M - J -типа:

$$a - f^2 = 0,25; \alpha = 1; a - f^2 = 2; \alpha = 1.$$

В зависимости от соотношений между параметрами потока и системы нарастающие волны существуют в различных интервалах значений параметра скорости и характеризуются в каждом конкретном случае определенными значениями амплитудных и фазовых постоянных распространения. Так, если параметр поперечного поля $\alpha = 0,5$ и параметр пространственного заряда $f^2 = 2,5$, то максимальное значение амплитудной постоянной M -типа взаимодействия $x_1 = 0,524$, а максимальное значение

амплитудной постоянной 0-типа взаимодействия $x_4 = 0,528$. Иначе, при $\alpha = 0,5$ и $f^2 = 2,5$ вклады взаимодействий 0-типа и M-типа приблизительно равны.

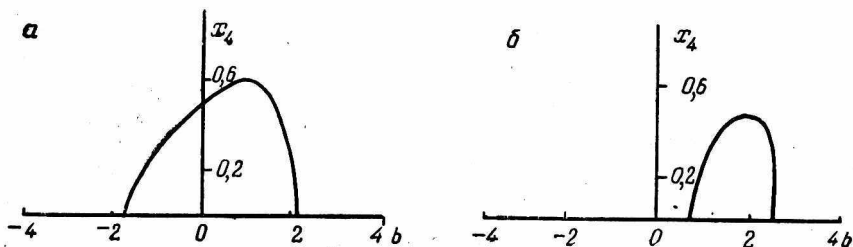


Рис. 4. Влияние параметра пространственного заряда на амплитудную постоянную 0-типа взаимодействия, дающую вклад во взаимодействие M-J-типа:

a - $f^2 = 1$; $\alpha = 0,5$; б - $f^2 = 4$; $\alpha = 0,5$.

На рис. 3 показано, как влияет параметр пространственного заряда на амплитудную постоянную M-типа взаимодействия x_1 . Как видно из рисунка, амплитудная постоянная x_1 с увеличением пространственного заряда возрастает по абсолютной величине и сужается по параметру b , что соответствует влиянию пространственного заряда в лампе бегущей волны M-типа [9].

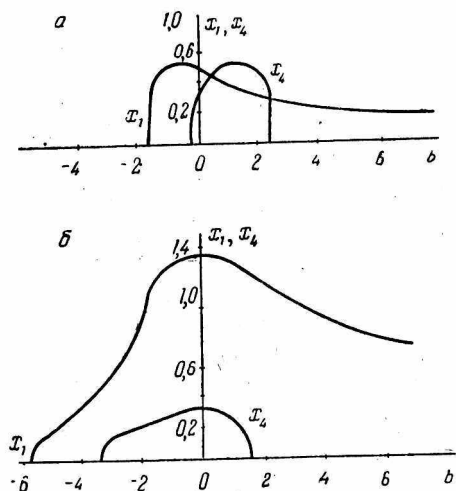


Рис. 5. Влияние параметра поперечного поля на амплитудные постоянные распространения M-I-типа взаимодействия:

a - $f^2 = 2$; $\alpha = 0,5$; б - $f^2 = 2$; $\alpha = 2$.

пространственного заряда в лампе бегущей волны O-типа [10].

На рис. 5 показано влияние параметра поперечного поля на амплитудные постоянные распространения x_1 и x_4 . Как и следовало ожидать, увеличение параметра поперечного поля

приводит к увеличению взаимодействия M -типа и уменьшению взаимодействий O -типа.

Рассмотрев линейную теорию M - J -типа взаимодействия, можно сделать следующие выводы:

1) результаты счета подтверждают предположение о том, что взаимодействие M - J -типа совмещает в себе особенности взаимодействий O - и M -типов;

2) задаваясь определенными соотношениями между параметрами потока и замедляющей системы можно варьировать величинами вкладов O - и M -типов взаимодействий во взаимодействие M - J -типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Johnson C. C., Birdsall C. K. A new crossed-field the TWT, the M-J-tube, IRE Wescon Conv. Rec., Part 3, 1958, p. 64 — 82.
2. Birdsall C. K., Park M., and Johnson C. C. High frequency energy interchange device, US Patent Office, 2.976. 1961. 454 p.
3. Лопухин В. М., Рошаль А. С., Кузьмина Г. А. Линейная теория двухлучевых ЛОВ- и ЛБВ-усилителей.— «Радиотехника и Электроника», 1960, 5, 11, с. 36—41.
4. Шульга В. Г., Коновалов В. Е. К линейной теории двухлучевых ЛБВ O -типа.— «Радиотехника и электроника», 1968, 13, 1, с. 8—15.
5. Шульга В. Г., Бондаренко Б. Н. Нелинейная теория двухлучевой ЛБВ.— «Радиотехника». Вып. 14. Харьков, 1969, с. 12—19.
6. Пирс Дж. Р. Лампа с бегущей волной. Перевод с англ. под ред. Б. Т. Овчарова. М., «Сов радио», 1952. 212 с.
7. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., «Сов. радио», 1970. 324 с.
8. Железовский Б. Е. Электроннолучевые параметрические СВЧ усилители. М., «Наука», 1971. 384 с.
9. Стальмахов В. С. Основы электроники СВЧ приборов со скрещенными полями. М., «Сов. радио», 1963. 366 с..
10. Клеен В., Пешль К. Введение в электронику СВЧ, т. 2. М., «Сов. радио», 1963. 271 с.