

УДК 621.385.623

В. В. БИТОВЕЦ, Е. И. ВАСИЛЬЕВ,
В. И. КАНАВЕЦ, В. М. ЛОПУХИН

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫХОДНОГО РЕЗОНАТОРА КЛИСТРОНА ИДЕАЛИЗИРОВАННЫМИ СГУСТКАМИ

Рассмотрены зависимости оптимальных параметров однозачорного выходного резонатора клистрона от ширины электронных сгустков, поступающих на его вход. Сгустки представляют собой П-образные уплотнения заряда. Начальные скорости электронов считаются одинаковыми. Использована дисковая модель электронного пучка. Учтены кулоновские силы, обратное и колебательное движение электронов.

Исследование взаимодействия промодулированного электронного пучка с высокочастотным полем выходного однозачорного резонатора клистрона показывает, что оптимизацию параметров клистрона с целью нахождения максимального значения электронного к. п. д. следует проводить с учетом кулоновских сил, обратного и колебательного движения электронов [1]. Роль кулоновских сил в рассматриваемых процессах сводится к компенсации дополнительного разброса скоростей, появляющегося в результате группирующего действия поля резонатора. Происходящее при этом выравнивание скоростей электронов создает условия для более сильного их торможения, в результате чего электронный к. п. д. клистрона возрастает [2].

Исследование процессов взаимодействия в [1, 2] проводилось с помощью решения системы нелинейных уравнений дисковой модели пучка на ЭВМ. Предполагалось, что на вход выходного резонатора поступает сгусток с распределением плотности заряда и скоростей, соответствующим группировке электронов в двухрезонаторном клистроне. В то же время очевидно, что процессы, происходящие в системе, зависят от ширины сгустка. Выяснение этого вопроса представляет интерес для изучения работы выходного устройства в многорезонаторном клистроне.

Выявление основных закономерностей в происходящих процессах можно проводить, рассматривая возбуждение выходного резонатора идеализированными сгустками электронов с П-образным распределением плотности заряда и с нулевым разбросом скоростей.

§ 1. Основные результаты

Расчет к. п. д. взаимодействия идеализированных сгустков с переменным полем выходного зазора проводился путем решения уравнений

дисковой модели пучка, приведенных в [1], в приближении заданного поля. Непрерывное распределение тока, показанное на рис. 1, *a*, заменяется дискретной последовательностью заряженных дисков, равноотстоящих по времени друг от друга. Моменты влета t_{0n} и скорости v_{0n} дисков на входе в зазор задавались соотношениями

$$t_{0n} = t_{01} + p \frac{n}{N}, \quad n = 0, 1, 2 \dots N-1, \quad (1)$$

$$v_{0n} = v_0,$$

где $p = \frac{L}{\lambda_e}$ — отношение начальной ширины сгустка к электронной длине волны, $L = v_0 \Delta T$ — начальная ширина сгустка, v_0 — средняя скорость электронов в потоке, ΔT — длительность сгустка.

Полученные при расчете для каждой ширины сгустка (p) зависимости к. п. д. от фазы поля в момент влета центра сгустка и от длины области взаимодействия имеют такой же характер, как и кривые, приведенные в [1]. Обработка результатов, соответствующих разным p , дает возможность проследить, как меняются оптимизированные (соответствующие максимальному значению к. п. д. в зависимости от некоторого параметра) величины основных параметров при изменении ширины сгустка.

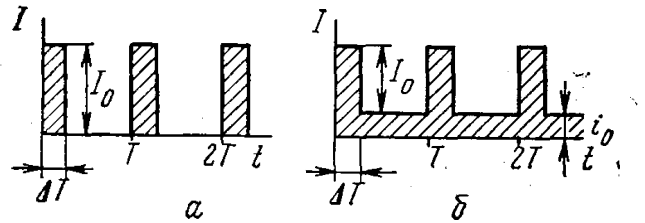


Рис. 1. Зависимости тока от времени, используемые в расчетах

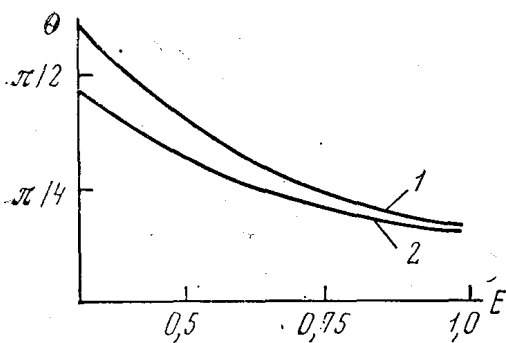


Рис. 2. Зависимость величины статического пролетного угла зазора θ от напряженности поля в зазоре E . 1 — для идеализированных сгустков (см. рис. 1, *a*), 2 — для сгустка, соответствующего группировке в двухрезонаторном клистроне

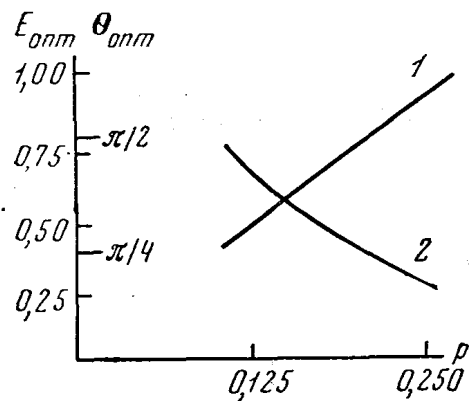


Рис. 3. Зависимость оптимальной величины напряженности поля E (1) и оптимального пролетного угла θ_{opt} (2) от относительной ширины сгустка p

На рис. 2 показано изменение величины статического пролетного угла зазора $\theta = \frac{\omega d}{v_0}$ в зависимости от относительной амплитуды переменного поля $E = \frac{eE_0}{mv_0\omega}$ (d — ширина зазора, ω — частота высокочастотных колебаний, E_0 — амплитуда напряженности поля в зазоре, e/m — отношение заряда электрона к его массе) при оптимальной фазе

поля в момент влета сгустка (кривая 1). Изменение ширины сгустка p и величины параметра пространственного заряда $(\omega_p/\omega)^2$, (ω_p — плазменная частота эквивалентного бесконечно широкого потока) в пределах точности расчета не влияет на ход кривой $\theta(E)$. При заданном значении p поле $E = E_{\text{опт}}$ (дающее максимальный к. п. д.) зависит от величины ω_p/ω . При изменении ширины сгустка $E_{\text{опт}}$ линейно увеличивается с ростом p (рис. 3). Учитывая показанную на рис. 2 связь между θ и E , можно определить оптимальные θ для каждой ширины сгустка, также

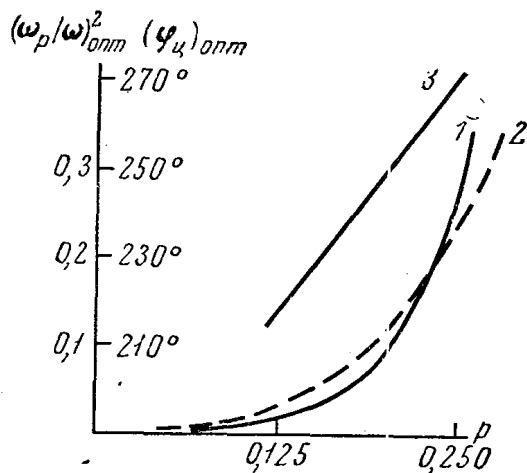


Рис. 4. Зависимость оптимальной величины $(\omega_p/\omega)^2$ (1 и 2) и оптимальной фазы поля в момент влета центра электронного сгустка $\theta_{\text{опт}}$ (3) от относительной ширины сгустка p . 1 — результаты численного интегрирования, 2 — результаты аналитической оценки

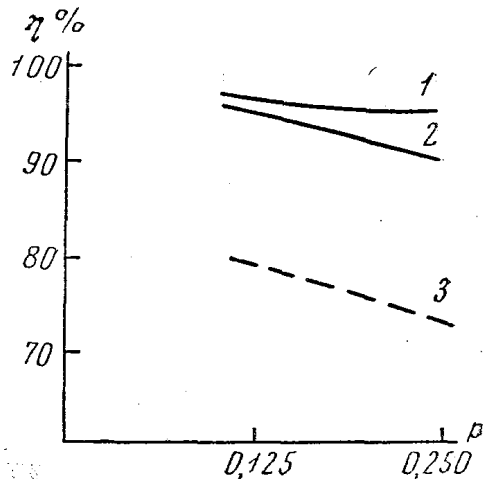


Рис. 5. Оптимальный электронный к. п. д. в зависимости от относительной ширины сгустка. 1 — для распределения тока $(\omega_p/\omega)^2 = 0$, 2 — для распределения тока $(\omega_p/\omega)^2 = (\omega_p/\omega)^2_{\text{опт}}$ и 3 — для распределения тока рис. 1, б

показанные на рис. 3. При узких сгустках выгодными оказываются более широкие выходные зазоры.

Поскольку увеличение ширины сгустка приводит к росту вызванного действием поля резонатора разброса скоростей, то для компенсации его требуется большая величина сил отталкивания. Расчет показывает, что при более широких сгустках максимальные значения к. п. д. достигаются при больших значениях $(\omega_p/\omega)^2$ (рис. 4, кривая 1). На рис. 4 (кривая 3) показаны также оптимальные фазы поля в момент влета центра электронного сгустка при различных p .

В выходном зазоре под действием высокочастотного поля происходит дополнительная группировка электронов. Кулоновские силы расталкивания, выравнивая скорости электронов, уменьшают переменную, составляющую скорости электронов в пределах сгустка. Учитывая такой характер действия кулоновских сил, можно получить зависимость между параметрами ω_p/ω и p , если воспользоваться результатами приближенной оценки оптимальных параметров выходного резонатора [2]. При этом

$$\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \sim E_{\text{опт}}^2 p. \quad (2)$$

Результаты расчета со сгустками разной ширины показывают (рис. 3), что $E_{\text{опт}} \sim p$ и, следовательно,

$$\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \sim p^3. \quad (3)$$

На рис. 4 пунктиром показаны значения $(\omega_p/\omega)^2$, полученные с помощью (3), достаточно хорошо совпадающие с данными численного расчета.

На рис. 5 показана зависимость максимальных значений электронного к. п. д. от ширины сгустка для оптимальных величин параметра пространственного заряда (кривая 1). При увеличении p к. п. д. несколько падает. Если не учитывать действие кулоновских сил, то имеет место общее уменьшение к. п. д. (кривая 2). Уменьшение тем больше, чем больше ширина сгустка. Таким образом, учет сил пространственного заряда при предположении об отсутствии начальной модуляции скорости несколько увеличивает к. п. д. взаимодействия сгустка с полем резонатора.

§ 2. Оценка роли электронов, не входящих в основной сгусток

Полученные при расчете значения к. п. д. (рис. 5) сильно завышены, так как при заданной зависимости тока от времени (рис. 1, а) все электроны попадают в тормозящую фазу поля. Если зависимость тока от времени представить в виде, показанном на рис. 1, б, можно оценить влияние на к. п. д. тех электронов, которые не входят в основной сгусток.

На рис. 5 пунктиром показана соответствующая зависимость, полученная для начальной формы тока рис. 1, б при $s = \frac{m_0}{m} = 1, 2$, где m_0 —

общее число электронов одного периода, а m — число электронов, входящих в основной сгусток. При этом к. п. д. уменьшается приблизительно на 15%, а кривая $\theta = \theta(E)$ рис. 2 несколько опускается вниз; приближаясь к зависимости $\theta(E)$, полученной в [1] (кривая 2 рис. 2).

В заключение следует отметить следующее.

При возбуждении выходного резонатора электронными сгустками, каждому значению ширины сгустка соответствует своя оптимальная величина параметра пространственного заряда, соответствующая максимальному значению электронного к. п. д. При этом действие сил пространственного заряда сводится к компенсации разброса скоростей, возникающего за счет дополнительной группировки электронов высокочастотным полем. Чем уже сгусток, тем меньше оптимальная величина параметра пространственного заряда.

Изменение начальной ширины сгустка приводит к изменению оптимальных величин параметра пространственного заряда, статистического угла пролета, напряженности поля в резонаторе и фазы поля в момент взлета центрального электрона сгустка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Е. И., Канавец В. И., Лопухин В. М. «Радиотехника и электроника», 12, 1283, 1967.
2. Васильев Е. И., Канавец В. И., Лопухин В. М. «Радиотехника и электроника», 15, 1189, 1970.

Поступила в редакцию
29. 12. 1969 г.

Кафедра
радиотехники