

УДК 621.385.6

Е. Н. ОДАРЕНКО, А. А. ШМАТЬКО, д-р физ.-мат. наук

**УПРОЩЕННАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГДИ
В ДВУХВОЛНОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ**

При теоретическом исследовании резонансных генераторов с распределенным взаимодействием одной из самых сложных задач является получение аналитических выражений для выходных характеристик приборов в нелинейном режиме. Исходная система интегродифференциальных уравнений [1] даже в простейшем случае однородного распределения поля решается только численно, поэтому для получения ее аналитического решения вводятся дополнительные упрощающие предположения. Это ограничивает применение полученных соотношений, однако такой подход оправдан,

поскольку позволяет получать результаты в аналитическом виде удовлетворительной точности в рамках принятых допущений.

Одним из приближенных методов анализа процессов в СВЧ приборах О-типа является двухволновое приближение [2, 3]. Этот подход применяется при большом пространственном заряде. В этом случае фазовые скорости медленной и быстрой волны пространственного заряда (МВПЗ и БВПЗ) различны, и поэтому условие синхронизма с поверхностной гармоникой замедляющей системы обеспечивается только на одной из них. В данной работе двухволновое приближение используется в рамках слабонелинейной теории.

Решение линеаризованного уравнения движения [1] представим в виде

$$0 = \frac{\Phi_0 F}{4\rho} [A^- \sin(\varphi + \psi^-) - A^+ \sin(\varphi + \psi^+)], \quad (1)$$

где $\psi^\pm = \alpha^\pm \mp p\xi$;

$$A^\pm(\xi) e^{-i\alpha^\pm} = \int_0^\xi f(\xi') e^{-i(\Phi_s \pm p)\xi'} d\xi'. \quad (2)$$

Здесь используются обозначения, принятые в [1]. Индексы «+» и «-» присвоены выражениям, значения которых определяются взаимодействием волны замедляющей системы с МВПЗ и БВПЗ соответственно. Если оставить в рассмотрении только одну волну пространственного заряда, то после несложных преобразований получается выражение для амплитудной колебательной характеристики [4]:

$$S_1^\pm(F) = \pm \frac{4\rho}{\Phi_0 F} \left[1 - J_0 \left(\frac{\Phi_0 F}{4\rho} A^\pm(1) \right) \right], \quad (3)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Из (2) следует, что значение величины $A^\pm(1)$ определяется формой огибающей поля в резонаторе вдоль пространства взаимодействия. Гауссовскому распределению поля $f(\xi) = C \exp \left[-\left(\frac{\xi - 0,5}{\omega} \right)^2 \right]$ соответствует выражение

$$A^\pm(1) = C \omega V \sqrt{\pi} \exp \left[-\left(\frac{\Phi_s \pm p}{2} \omega \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Итак, используя двухволновый подход в рамках слабонелинейного приближения, удастся довольно просто получить выражение для амплитудной колебательной характеристики при произвольном распределении поля в резонансной системе $f(\xi)$. Используя (3), можно определить из уравнения возбуждения амплитуду колебаний в генераторе и его электронный КПД η . При этом в рассмотрении остается только МВПЗ, так как она переносит отрицательный поток мощности, т. е. отдает энергию полю. Полу-

ченные результаты можно уточнить, если учесть влияние БВПЗ [2]. Наиболее просто это сделать, если предположить, что в рамках приближения слабой нелинейности взаимодействие волны замедляющей системы с МВПЗ и БВПЗ является аддитивным. При этом выражение для амплитудной колебательной характеристики можно записать в виде

$$S_1 = \frac{4\rho}{\Phi_0 F} \left[J_0 \left(\frac{\Phi_0 F}{4\rho} A^-(1) \right) - J_0 \left(\frac{\Phi_0 F}{4\rho} A^+(1) \right) \right]. \quad (5)$$

Если разложить функции Бесселя в ряд по степеням аргумента и ограничиться конечным числом слагаемых, то из (5) и стационарного уравнения возбуждения можно получить алгебраическое уравнение для определения электронного к. п. д. Ограничившись слагаемыми, содержащими четвертую степень амплитуды, получаем прямую формулу для η :

$$\eta = \left(\frac{16\rho}{\Phi_0 G} \right)^2 \left[\frac{16\rho}{\Phi_0 ((A^-(1))^4 - (A^+(1))^4)} + \frac{G}{(A^-(1))^2 + (A^+(1))^2} \right]. \quad (6)$$

На рис. 1 представлены зависимости максимального по зоне генерации электронного к. п. д. от параметра пространственного

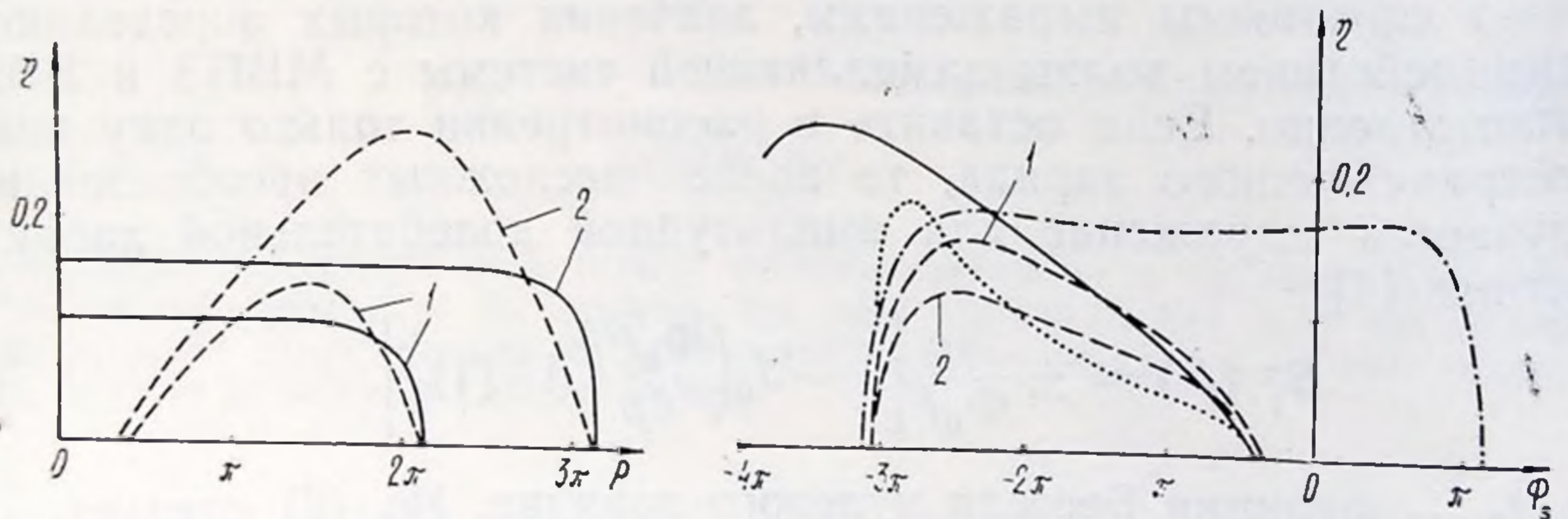


Рис. 1. Зависимости максимального электронного КПД от параметра пространственного заряда

Рис. 2. Зоны генерации ГДИ

заряда ρ . Штриховой линией показаны зависимости, полученные с использованием (5), сплошные линии — численное решение исходной нелинейной системы уравнений [1]. Параметры следующие: $\Phi_0 = 100$; $\omega = 0,25$; $I/I_{\text{пуск. min}} = 2$; 3 (кривые 1 и 2 соответственно), распределение поля — гауссовское. Из графиков видно, что при увеличении пространственного заряда значения ρ , при которых генерация прекращается, совпадают для приближенного и точного решения. Значения максимального к. п. д. полученные с использованием двухволнового подхода, при больших ρ оказываются несколько завышенными.

На рис. 2 приведены зоны генерации ГДИ, рассчитанные: численно-сплошная линия; по формуле (3) — штрихпунктир, по формуле (5) — штриховая кривая 1, по формуле (6) — кривая 2,

пунктирная кривая рассчитана в приближении кубической нелинейности. Параметры: $I/I_{\text{пуск. min}} = 4$; $\rho = \lambda$. Заметим, что при данном отношении рабочего тока к пусковому наилучшее совпадение зоны генерации, рассчитанной при помощи (5), с зоной, даваемой точным решением, наблюдается в окрестности значения $\rho = \lambda$. Из рис. 2 видно, что учет только МВПЗ (штрихпунктир) приводит к значительной ошибке в определении границ зоны генерации и к сильному искажению самой зоны. Учет двух волн пространственного заряда (кривая 1) позволяет получить зависимость $\eta(\Phi_s)$, которая в большей части области существования колебаний удовлетворительно согласуется с точным решением нелинейных уравнений генератора. Выражение (6) дает качественно верную зависимость к. п. д. от параметра Φ_s , хотя и несколько большую погрешность (пунктирная кривая 2) по сравнению с (5). Здесь следует учитывать тот факт, что зоны генерации, полученные в результате применения слабонелинейного приближения, несколько уже рассчитанных численно из-за отсутствия гистерезисного участка. Из сравнительного анализа графиков на рис. 2 можно сделать вывод о том, что при данном наборе параметров использование модифицированного выражения (5), полученного в результате применения двухволновой модели электронноволнового взаимодействия, более предпочтительно по сравнению с приближением кубической нелинейности.

Список литературы: 1. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием. Х., 1978. 60 с. (Препринт/ФТИНТ АН УССР). 2. Солнцев В. А. О решении характеристического уравнения ЛБВ при большом параметре пространственного заряда//Радиотехника и электроника. 1966. 11, № 1. С. 68—72. 3. Солнцев В. А. Упрощенная нелинейная теория ЛБВ и ЛОВ в двухволновом приближении//Вопр. радиоэлектроники, сер. 1. Электроника. 1965. № 4. С. 5—15, 16—29. 4. Шматько А. А. Воздействие высокочастотного сигнала на резонансный автогенератор с распределенным взаимодействием О-типа//Радиотехника и электроника. 1985. 30, № 4. С. 761—769.

Поступила в редколлегию 12.01.89.

SUMMARY

Analytical expressions for generator amplitude oscillatory characteristic in weakly nonlinear case with one and both space charge waves are obtained. Electronic efficiency is calculated by means of this formulas. Results analysis in comparison with exact solution is carried out.