



УПРОЩЕННАЯ ТЕОРИЯ ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Краткое сообщение

В.Н. Шевчик

Построенная в настоящее время теория генератора обратной волны (карциноотрона) является развитием хорошо известной теории ЛБВ-усилителей. Она основана на так называемом методе нормальной моды, состоящем в совместном решении уравнений длинной линии и электронного пучка. Теория эта достаточно сложна и результаты ее плохо поддаются физическому обозрению. В свете этого представляется интересным использовать для анализа работы генератора обратной волны кинематический метод, который основан на рассмотрении энергообмена между электронным потоком и электрическим полем волны и отличается относительной простотой и наглядностью. В настоящем сообщении предпринята попытка построения упрощенной теории лампы обратной волны (ЛОВ) в рамках кинематического метода в приближении заданного поля.

Из соображений общего характера, которые подтверждаются и количественным анализом, можно считать, что с достаточной точностью амплитуда электрического поля в ЛОВ меняется с расстоянием по косинусоидальному закону (рис. 1). Если усреднить амплитудное значение напряженности электрического поля бегущей волны по всему пространству взаимодействия, тогда работу ЛОВ можно рассматривать в приближении заданного поля с точки зрения взаимодействия электронного потока с бегущей волной постоянной амплитуды, величина которой равна эффективному значению поля волны.

Рассмотрим схему, в которой электромагнитная волна распространяется в направлении оси V . Уравнение движения электронов в волне запишем в виде

$$\ddot{x} = \eta E e^{j(\omega t - \beta x)}, \quad (1)$$

где $\beta = \omega/v_\phi$; v_ϕ - фазовая скорость волны; $\eta = e/m$.

В результате интегрирования (1) методом последовательных приближений при начальных условиях $\omega t = \omega t_1 = \alpha$; $\dot{x} = v_0$ будем иметь для угла пролета электронов

$$\varphi = \omega t - \omega t_1 = \varphi_0 + (\mu/\rho) [e^{j\rho\varphi} - j\rho\varphi - 1] e^{j\alpha}, \quad (2)$$

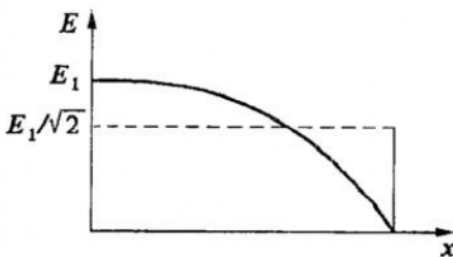


Рис. 1

где

$$\mu = El / [(2V_0 \omega l / v_0)(1 - v_0 / v_\phi)] = \xi / (2\rho\varphi_0); \quad (3)$$

$$\xi = El / V_0; \quad \rho = 1 - v_0 / v_\phi; \quad \varphi_0 = \omega l / v_0,$$

l - длина пространства взаимодействия.

Решая трансцендентное относительно φ уравнение (2) методом последовательных приближений в предположении $\mu \ll 1$, будем иметь

$$\varphi = \varphi_0 + (\mu/\rho)[e^{j\varphi_0} - j\Phi_0 - 1]e^{j\alpha}. \quad (4)$$

Здесь $\Phi_0 = \rho\varphi_0$ - угол пролета электронов относительно волны.

Воспользовавшись законом сохранения заряда

$$idt = I_0 dt_1 \quad (5)$$

и соотношением (4), найдем сгруппированный ток

$$i = I_0 \{1 + j(\mu/\rho)[e^{j\varphi_0} - j\Phi_0 - 1]e^{j\alpha}\}. \quad (6)$$

Рассчитаем величину первой гармоники тока для случая значительных параметров μ/ρ . Представим выражение для φ в виде

$$\varphi = \varphi_0 + (\mu/\rho)A \sin(\omega t_1 - \psi), \quad (7)$$

где

$$A = [(\cos\Phi_0 - 1)^2 + (\Phi_0 - \sin\Phi_0)^2]^{1/2}; \quad \operatorname{tg}\psi = (1 - \cos\Phi_0) / (\Phi_0 - \sin\Phi_0), \quad (8)$$

можем найти коэффициенты Фурье

$$i_n = -2I_0 J_n(nX) \cos n(\Phi_0 + \psi), \quad (9)$$

где $X = (\mu/\rho)A$ - параметр группировки; J_n - функция Бесселя. Таким образом, амплитуда первой гармоники сгруппированного в бегущей волне тока равна

$$i_1 = -2I_0 J_1(X) \cos(\Phi_0 + \psi) \quad (10)$$

и достигает максимального значения

$$i_{1\max} = 1.16I_0 \quad (11)$$

при $X = 1.84$.

Средняя мощность взаимодействия электронного потока, сгруппированного в бегущей волне, с полем этой волны может быть определена из интеграла

$$P_e = 1/2 (v_0/\omega) \int_0^{\varphi_0} i E^* d\varphi_0. \quad (12)$$

Здесь E^* - комплексно-сопряженная величина поля.

Подставляя в (12) значение тока из соотношения (6), а также имея в виду, что $E^* = E e^{-j(\omega t - \beta x)}$, найдем в предположении $\mu/\rho \ll 1$

$$P_e = P_0 \xi^2 / (4\rho) [2(1 - \cos\Phi_0) - \Phi_0 \sin\Phi_0] / \Phi_0^2. \quad (13)$$

Аналогичное соотношение было получено В.М. Лопухиным [8].

На рис. 2 зависимость мощности взаимодействия представлена графически в функции относительного угла пролета Φ_0 в предположении, что последний изменяется вследствие изменения фазовой скорости волны при постоянных l , ω , v_0 . Максимальная отдача энергии волне соответствует углу пролета $\Phi_0 \approx \pi$; в этом случае электроны должны двигаться несколько быстрее волны. Кроме того,

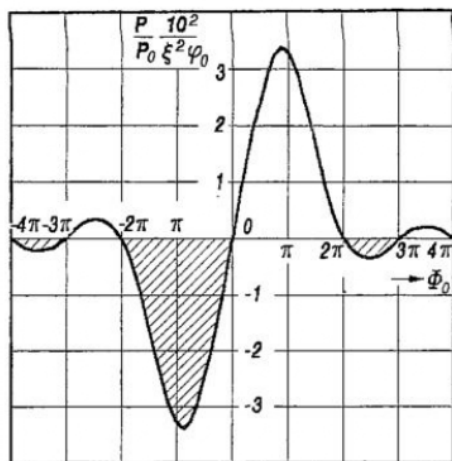


Рис. 2. Зависимость мощности взаимодействия от относительного угла пролета

взаимодействие электронов с волной имеет относительные максимумы и при других углах пролета. Этот факт свидетельствует о возможности самовозбуждения ЛОВ на различных порядках или зонах колебаний. Относительные углы пролета, определяющие максимальные отрицательные значения электронной мощности, имеют следующие значения: $\Phi_0 = -0.82\pi; -3.35\pi, -5.42\pi, \dots$ С достаточной точностью можно считать, что относительные углы пролета, соответствующие центрам областей возбуждения различных порядков, имеют значения

$$-\Phi_0 = \omega/v_\phi - \omega/v_0 = (2m+1)\pi, \quad (14)$$

где $m=0;1;2;3\dots$ Для основной области колебаний ($m=0; \Phi_0=-\pi$) из (14) следует, что

$$c/v_\phi - c/v_0 = \lambda(2l).$$

Член $\lambda(2l)$ обычно мал по сравнению с c/v , поэтому частотная характеристика генератора обратной волны в первом приближении совпадает с дисперсионной характеристикой замедляющей линии.

Для замедляющей системы с данными фазовой постоянной β и сопротивлением связи K поток мощности может быть записан в виде

$$P_1 = E_1^2/(2\beta^2 K), \quad (15)$$

где E_1 - амплитуда электрического поля на выходном конце системы (в данном случае при $x=0$). С другой стороны, электронный поток в единицу времени отдает электромагнитному полю замедляющей системы энергию P_e , зависящую от тока луча I_0 . При стационарном режиме, очевидно, должно выполняться условие

$$P_e = P_1, \quad (16)$$

которое определяет стартовый ток $I_{ст}$, при котором может произойти самовозбуждение генератора обратной волны. Учитывая, что в (13) входит значение поля $E=E_1/V_2$, на основании (15), (16) и (13) найдем

$$I_{ст} = 4V_0 f(\Phi_0)/((2\pi N)^3 K), \quad (17)$$

где

$$2\pi N = \beta l; \quad f(\Phi_0) = \Phi_0^3/[2(1-\cos\Phi_0) - \Phi_0 \sin\Phi_0].$$

Наибольший практический интерес представляет режим, соответствующий центру основной области колебаний ($m=0; \Phi_0 \approx -\pi$), так как для других областей возбуждения ($m \neq 0$) мощность взаимодействия имеет меньшие значения, и, следовательно, стартовые токи для них будут иметь большие величины. Для нулевого порядка найдем

$$I_{ст} = V_0/(8KN^3). \quad (18)$$

Полученные на основании приближенной теории соотношения (14) и (18) находятся в хорошем соответствии с результатами строгой линейной теории генератора обратной волны [1-5].

Как следует из (14), работа генератора обратной волны возможна не только при «обычном» синхронизме волны и потока, когда относительный угол пролета $\Phi_0 \approx -\pi$ (электронное уплотнение при прохождении пространства взаимодействия находится в тормозящем поле одной полуволны), но также и в случае больших углов пролета $\Phi_0 \approx -3\pi, -5\pi, \dots$ (электронное уплотнение находится в тормозящих полуволнах больше времени, чем в ускоряющих). Наличие многих областей возбуждения может привести к тому, что при фиксированном напряжении и достаточно большом токе луча могут одновременно поддерживаться электронным потоком много волн, фазовые скорости которых удовлетворяют (14). Эта особенность генератора обратной волны объясняет наблюдаемое практически явление многочастотности, приводящее к его немонохроматичной работе.

Максимальное значение кпд генератора следует ожидать, очевидно, при значении параметра группировки X , близком к 1.84, когда первая гармоника тока достигает своего максимального значения $i_{1\text{макс}} = 1.16I_0$. Предположим, что выражение (13), полученное в рамках линейной теории, справедливо также и для оптимального режима. Для $\Phi_0 = -0.82\pi$ найдем максимальное значение кпд

$$\eta_{\text{макс}} = (\mu^2/\rho l) 2.34. \quad (19)$$

Подставив значение E , обуславливающее максимум i_1 , в (19) и используя (15), найдем

$$\eta_{\text{макс}} = 1.33C, \quad (20)$$

где

$$C = (I_0 K / (4V_0))^{1/3}.$$

На рис. 3 представлены экспериментальные значения кпд для ряда ламп на различных частотах. Для сравнения приведены теоретические кривые: пунктирная

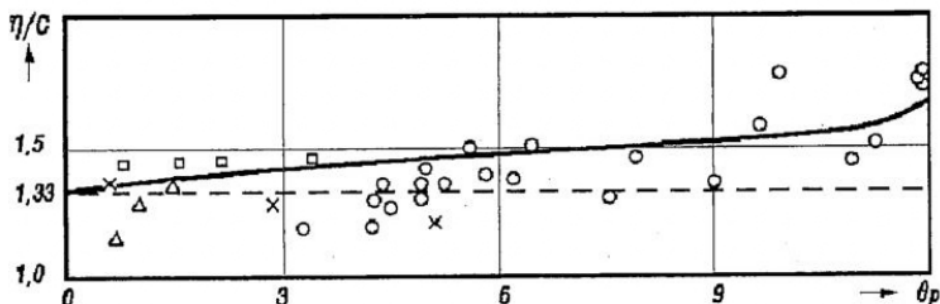


Рис. 3. Экспериментальные значения кпд для ряда ЛОВ на различных частотах

прямая соответствует формуле (20), сплошная — учитывает поправку к формуле (20) за счет пространственного заряда [6]. Данные рис. 3 свидетельствуют о том, что проведенная оценка максимального кпд генератора обратной волны дает значения η/C , близкие к экспериментальным. Действительно, экспериментальные значения η/C лежат для большинства случаев в пределах 1.2÷1.6, что близко к теоретической величине 1.33. Из рис. 3 следует, что для значений параметра пространственного заряда $\theta_p = \omega_p l / V_0 < 9$ (ω_p — частота плазмы) формула (20), найденная в кинематическом приближении, может быть использована с достаточным основанием.

Дальнейшее развитие анализа работы ЛОВ в режиме больших сигналов может быть сделано с учетом некоторых опытных данных, в частности, используя факт [7], что максимальные значения кпд достигаются для отношений рабочего тока к стартовому $I_0/I_{\text{ст}}$, лежащих в пределах 2.5÷4.5. Выбирая среднее значение $I_0/I_{\text{ст}} = 3.5$, перепишем (20) следующим образом:

$$\eta = (2K/R_0)^{1/3} = 2/(N\pi), \quad (21)$$

где R_0 - сопротивление электронного потока при стартовом режиме. Полученное соотношение (21) совпадает с эмпирическим соотношением, выведенным Паллуэлом [7].

Поступило в редакцию
25 января 1957 года

Литература

1. H.R. Johnson, Proc. I. R. E., 1955, **43**, 684.
2. H. Heffner, Proc. I. R. E., 1954, **42**, 930.
3. R. Kompfner, Proc. I. R. E., 1953, **41**, 1601.
4. R. Crow, D. Watcins, Proc. I. R. E., 1955, **43**, 848.
5. L. Walker, J. Appl. Phys., 1953, **24**, 854.
6. В.Н. Шевчик, В.С. Стальмахов, Радиотехника и электроника, 1957. **2**, 2, 230.
7. P. Palluel, Ann. Radioelectr., 1956, **11**, 145.
8. В.М. Лопухин, Кандидатская диссертация, МГУ, 1947.

© Радиотехника и электроника, 1958, т. 3, в. 6, с. 847-850



Шевчик Владимир Николаевич (1923-1980) - закончил физический факультет СГУ (1947), кандидат (1951) и доктор (1963) физико-математических наук, профессор. Зав. кафедрой электроники (1958-80), директор НИИМФа СГУ (1967-80), ректор СГУ (1970-77). Делегат XXV съезда КПСС. Создатель коллектива кафедры в ее основном современном составе, руководитель разработки главных лекционных курсов, организатор трех новых учебных лабораторий, научный руководитель теоретических и экспериментальных исследований в области вакуумной, твердотельной, квантовой электроники, проводимых в НИИМФе. Создатель и лидер Саратовской научной школы СВЧ-электроники и СВЧ-акустоэлектроники. Один из основоположников современной вакуумной микроэлектроники. Автор 145 статей, авторских свидетельств, монографий. Четыре наиболее значимые из них: «Основы электроники сверхвысоких частот» (1959), «Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах» (1962, в соавторстве с Г.Н. Шведовым и А.В. Соболевой), «Взаимодействие электронных пучков с электронными волнами» (1962), «Аналитические методы расчета в электронике СВЧ» (1970, в соавторстве с Д.И. Трубецковым) не потеряли актуальность и в настоящее время.