

УДК 621.385.6

МОДУЛЯЦИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА ПЕРЕМЕННЫМ ПОЛЕМ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Ю. К. Алексеев, А. И. Костиенко

Рассмотрена токовая модуляция электронного потока переменным полем открытого резонатора произвольной формы в режиме больших пролетных углов. Для малой амплитуды поля получено выражение для спектрального состава конвекционного тока и разброса скоростей электронов. Показано, что форма поля влияет лишь на фазу гармоник выходного тока. При больших напряженностях поля такое устройство может работать как СВЧ делитель электронного потока.

В последнее время в связи с задачей освоения электроникой СВЧ субмиллиметрового диапазона возрос интерес к изучению поведения электронного потока в переменном поле при больших пролетных углах [1-3]. В работах [4,5] была показана возможность работы открытого резонатора (ОР), состоящего из двух вогнутых зеркал, в качестве модулятора плотности тока. В таком устройстве происходит модуляция средних скоростей электронов на входной сетке, обеспечивающей скачок переменного поля, и последующая группировка электронов в сгустки в самом переменном поле ОР. В результате на выходе из ОР появляется электронный поток с переменной плотностью тока.

Целью настоящей работы является изучение процесса токовой модуляции полем произвольной формы (рис. 1), выяснение влияния формы поля на спектральный состав выходного тока и разброс скоростей электронов на выходе, а также рассмотрение режима критического поля, когда возможно отражение электронов от переменного поля.

Будем полагать, что сетка, ограничивающая поле на входе в модулятор, является полностью непроницаемой для переменного поля и полностью проницаемой для электронного потока. Предположим также, что за сеткой поле изменяется с координатой адиабатически медленно, так что здесь выполняются условия применимости асимптотической теории для описания движения заряженных частиц, развитой для электромагнитных полей Гапоновым и Миллером [6,7].

Рассматривая в одномерном приближении прохождение нерелятивистским электроном поля произвольной формы, проанализируем решения следующей системы уравнений:

$$\frac{d\chi}{d\varphi} = \psi, \quad \frac{d\psi}{d\varphi} = \varepsilon_0 \sin \varphi, \quad \chi(\varphi_0) = 0, \quad \psi(\varphi_0) = 1, \quad (1)$$

где $\varphi = \omega t$ — текущая фаза, t — время, ω — круговая частота сигнала, $\chi = \omega x/v_0$, x — координата, v_0 — скорость влета электронов, $\psi = v/v_0$, v — мгновенная скорость электрона, t_0 , $\varphi_0 = \omega t_0$ — время и фаза влета

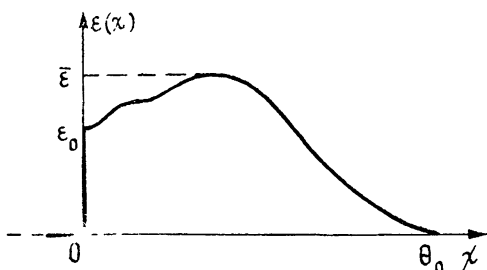


Рис. 1.

электрона в поле, $\varepsilon_0 = \eta E(0)/(\omega v_0)$ — нормированная амплитуда поля на входе в модулятор, $E(x) \sin \omega t$ — напряженность электрического поля в модуляторе.

Из (1) находим скорость на входе в модулятор:

$$\psi|_{x=+0} = 1 + \varepsilon_0 (\cos \varphi_0 - \cos \varphi).$$

Отсюда следует, что средняя скорость $\bar{\psi}_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\varphi)|_{x=+0} d\varphi$ на входе в модулятор промодулирована по закону

$$\bar{\psi}_0 = 1 + \varepsilon_0 \cos \varphi_0. \quad (2)$$

Дальнейшее движение электрона в поле модулятора состоит из быстрых осцилляций с частотой поля и усредненного поступательного движения вдоль оси x со средней скоростью $\bar{\psi}$. Опираясь на результаты изучения движения электрона в быстропеременных полях, полученные в [6, 7], запишем первый интеграл усредненного движения в виде

$$\bar{\psi}^2 + (1/2) \varepsilon^2(\bar{\chi}) = \bar{\psi}_0^2 + (1/2) \varepsilon_0^2, \quad (3)$$

где $\bar{\chi} = \omega \bar{x}/v_0$ — усредненная нормированная координата электрона, $\varepsilon(\bar{\chi}) = \eta E(\bar{x})/(\omega v_0)$ — нормированное распределение амплитуды поля.

Используя равенство $\bar{\psi} = d\bar{\chi}/d\varphi$, получаем выражение для пролетного угла $\theta = \varphi_1 - \varphi_0$ электрона в модуляторе

$$\theta = \int_0^{\theta_0} \frac{d\bar{\chi}}{\bar{\psi}}$$

или, используя соотношения (2) и (3), окончательно

$$\theta = \int_0^{\theta_0} \frac{d\bar{\chi}}{V(1 + \varepsilon_0 \cos \varphi_0)^2 + (1/2) \varepsilon_0^2 - (1/2) \varepsilon^2(\bar{\chi})}, \quad (4)$$

где $\theta_0 = \omega d/v_0$ — невозмущенный пролетный угол модулятора, φ_1 — фаза вылета электрона из поля.

Выражение (4) определяет зависимость угла пролета электронов через поле модулятора от фазы их влета в поле и позволяет найти значение переменной составляющей конвекционного тока на выходе из модулятора. Найдем спектральный состав выходного тока в частном случае слабой модуляции средних скоростей электронов и при значении напряженности поля вдали от критического:

$$\varepsilon_0 \ll 1, \quad \bar{\varepsilon} \ll 1. \quad (5)$$

В этих предположениях проведем разложение подынтегрального выражения по малому параметру. В результате получим следующее выражение, связывающее входную φ_0 и выходную φ_1 фазы в модуляторе:

$$\varphi_1 = \varphi_0 - \varepsilon_0 \theta_0 \cos \varphi_0 + (1/2) \varepsilon_0^2 \theta_0 \cos 2\varphi_0 + \theta_0 + (1/4) \int_0^{\theta_0} [\varepsilon^2(\bar{\chi}) + \varepsilon_0^2] d\bar{\chi}. \quad (6)$$

Выражение (6) вместе с законом сохранения заряда $j_0 d\varphi_0$ и $j_1 d\varphi_1$, где j_0 и $j_1(\varphi_1)$ — входная и выходная плотности тока, позволяет найти гармонический состав конвекционного тока на выходе из модулятора. Пренебрегая в (6) на основании (5) малым членом $(1/2) \varepsilon_0^2 \theta_0 \cos 2\varphi_0$ по сравнению с другими переменными слагаемыми и опуская вычисления, приведем окончательное выражение:

$$j_1(\varphi_1) = j_0 + 2j_0 \sum_{m=1}^{\infty} J_m(m\varepsilon_0 \theta_0) \times \quad (7)$$

$$\times \cos \left\{ m \left[\varphi_1 + (1/2) \pi - \theta_0 - (1/4) \int_0^{\varphi_1} [\varepsilon^2(\bar{\chi}) + \varepsilon_0^2] d\bar{\chi} \right] \right\},$$

где $J_m(z)$ — функция Бесселя целого порядка m .

Для нахождения разброса скоростей на выходе $\Delta\psi_1 = \psi_{1\max} - \psi_{1\min}$ подставим (2) в (3) и, проводя несложные выкладки с учетом (5), получаем

$$\Delta\psi_1 = 2\varepsilon_0. \quad (8)$$

Из (7) и (8) видно, что причиной появления на выходе из модулятора переменной плотности тока являются модуляция средних скоростей электронов на входной сетке и последующая группировка электронов в сгустки в самом переменном поле. Уменьшая величину поля на сетке ε_0 с одновременным увеличением пролетного угла θ_0 , можно уменьшить разброс скоростей на выходе, сохраняя постоянными величины амплитуд гармоник выходного тока.

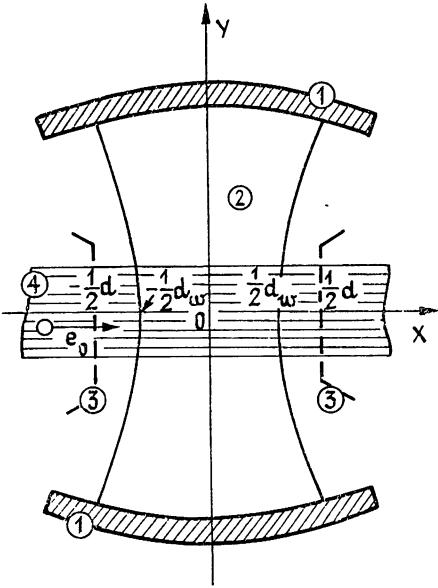


Рис. 2.

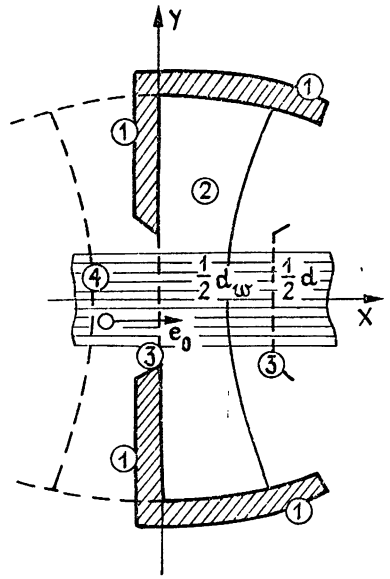


Рис. 3.

Как следует из (7), форма распределения поля в модуляторе $\varepsilon(\bar{\chi})$ влияет лишь на фазу выходного тока и не изменяет его спектральный состав. Из (7) также следует, что при осуществлении длительного взаимодействия электронов с переменным полем в качестве модуляторов электронных пучков по току могут быть использованы устройства различного типа с ОР, открытые волноводы и т. п.

Проведем оценку величины модулирующего поля в случае модулятора с ОР, состоящим из двух сферических вогнутых зеркал устойчивой геометрии [5], рис. 2. Цифрами на рисунках обозначены: 1 — зеркала ОР, 2 — резонансное поле, 3 — сетки, ограничивающие область модуляции, 4 — электронный поток.

При частоте модуляции $f = 1000$ ГГц, потенциале потока $U_0 = 100$ В, ширине симметричного зазора $d = 1$ см и диаметре каустики основного типа колебания $d_w = 0,5$ см получаем из (7), что для достижения

максимума первой гармоники выходного тока напряженность поля на входной сетке должна быть 368,4 В/см, а на оси ОР—20,1 кВ/см. В случае длины ОР 3 см и его добротности $1,44 \cdot 10^5$ такие напряженности поля достигаются при мощности накачки резонатора 1 Вт.

В случае же ОР, описанного в [8] и имеющего входную сетку в центральной плоскости симметрии резонатора, рис. 3, для достижения той же цели необходима мощность накачки на три порядка меньше: $0,7 \cdot 10^{-3}$ Вт, поскольку «ступенька» поля создается в максимуме поля основного типа колебания.

Рассмотрим теперь работу модулятора в режиме критической напряженности поля, когда часть электронов отражается от поля модулятора. Модуляция средних скоростей электронов на входной сетке приводит к тому, что электроны, для которых выполняется условие

$$(1/2)\bar{\epsilon}^2 < (1/2)\epsilon_0^2 + (1 + \epsilon_0 \cos \varphi_0)^2, \quad (9)$$

преодолевают поле и проходят через модулятор. Если же фаза влета такова, что выполняется обратное неравенство, то электрон отражается от переменного поля.

Из (9) легко найти интервал $\Delta\varphi_0$ фаз влета, для которых электроны проходят через модулятор:

$$\Delta\varphi_0 = 2 \arccos \left[(1/\epsilon_0) \left(\sqrt{(1/2)\bar{\epsilon}^2 - (1/2)\epsilon_0^2} - 1 \right) \right],$$

и средний ток \bar{j}_1 , прошедший через устройство:

$$\bar{j}_1 = (1/\pi) j_0 \arccos \left[(1/\epsilon_0) \left(\sqrt{(1/2)\bar{\epsilon}^2 - (1/2)\epsilon_0^2} - 1 \right) \right]. \quad (10)$$

Таким образом, рассматриваемое устройство может быть использовано как разделитель тока электронного потока. При этом максимальное значение $\bar{\epsilon}$ напряженности электрического поля должно лежать в интервале

$$\epsilon_0^2 + 2(1 - \epsilon_0)^2 < \bar{\epsilon}^2 < \epsilon_0^2 + 2(1 + \epsilon_0)^2. \quad (11)$$

При меньших $\bar{\epsilon}$ устройство полностью пропускает электронный поток, при больших — полностью отражает. Величину рабочего интервала $\Delta\bar{\epsilon}$ легко найдем из (11). В результате имеем

$$\Delta\bar{\epsilon} = 4\epsilon_0/\bar{\epsilon}, \quad (12)$$

где использовано неравенство $\Delta\bar{\epsilon} \ll \bar{\epsilon}$.

Из (12) видно, что рабочий интервал $\Delta\bar{\epsilon}$ напряженности поля пропорционален величине напряженности поля на сетке модулятора ϵ_0 . И это вполне понятно, так как возрастание «ступеньки» поля увеличивает разброс средних скоростей электронов и тем самым увеличивает интервал напряженностей поля, при которых происходит частичное отражение электронов. Входная «ступенька» поля дает возможность плавного регулировать токопрохождение через модулятор, делает работу устройства более устойчивой.

Так, например, для ОР с двумя сферическими зеркалами (рис. 2), описанного выше, получаем, что режим токоделения возникает при мощности накачки резонатора 22,2 кВт, ширина области плавной регулировки токопрохождения $\Delta\bar{\epsilon}/\bar{\epsilon} = 5,2\%$. Заметим, что критическая мощность накачки резонатора изменяется прямо пропорционально квадрату рабочей частоты, так что на длине волны 3 мм эта мощность равна 222 Вт, на 3 см — единицам ватт.

Выявленные закономерности движения электронов в переменном поле могут быть использованы как при создании модуляторов плотного конвекционного тока в различных электронных приборах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, так и для разра-

ботки СВЧ делителей электронного потока. Для их осуществления могут быть использованы различные типы объемных и открытых резонаторов с входной сеткой в резонансном поле, открытые волноводы, луч лазера, отражающийся от прозрачной для электронов фольги и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костиенко А. И., Алексеев Ю. К., Афонин Д. Г., Васильев С. И., Королев А. Ф., Мосолов Г. Ю. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 2933-83. Деп. от 1 июня 1983 г.
2. Жураховский В. А. — Радиотехника (Харьков), 1982, № 62, с. 57.
3. Канавец В. И., Терехов А. В. В кн.: Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. — М.: Гос ун-т, 1984, с. 104
4. Алексеев Ю. К., Афонин Д. Г., Костиенко А. И., Мосолов Г. Ю. Тезисы докладов X Всесоюзной научной конференции Электроника сверхвысоких частот. — Минск: МРТИ, 1983, 1, с. 221.
5. Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. — Вестник Моск. ун-та. Сер. физика, астрономия, 1985, 26, № 1, с. 85.
6. Гапонов А. В., Миллер М. А. — ЖЭТФ, 1958, 34, № 1, с. 242.
7. Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1958, 1, № 3, с. 110.
8. Калашников С. Г., Кукушкин В. В., Любченко В. Е. В кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники. — М.: ИРЭ АН СССР, 1983, с. 226.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
12 марта 1985 г.

THE CURRENT DENSITY MODULATION BY THE ALTERNATIVE FIELD OF AN ARBITRARY FORM

Yu. K. Alekseev, A. I. Kostienko

The current modulation of an electron beam by the alternative field of the open resonator of an arbitrary form in the high transit angles regime is considered. For small field amplitude the expressions for the convective current spectrum and the electron velocity scattering have been obtained. It was shown that the field form has the influence only on the output current harmonic phase. In the case of large field density this device can be used as HF electron beam divider.
