КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

ПОЛИГАРМОНИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА НА СТУПЕНЬКЕ АМПЛИТУДЫ ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ

Ю. К. Алексеев, Д. М. Петров, А. П. Сухоруков

(кафедра радиофизики)

Рассмотрена каскадная продольная модуляция и группировка электронного потока, пролетающего через последовательность тонких диафрагм, в предположении, что на каждой стороне каждой диафрагмы на электроны действует произвольная совокупность переменных электрических полей различной частоты, амплитуды и фазы. Получено выражение для плотности выходного конвекционного тока, проведены предельные переходы к некоторым частным случаям модуляторов, показана возможность эффективного управления первой гармоникой тока при двухчастотном одновременном воздействии на поток электронов.

Усредненное движение заряженной частицы в переменном поле слабонеоднородной электромагнитной волны имеет квазипотенциальный характер [1, 2] и не зависит от быстроосциллирующей фазы колебаний. Нарушение адиабатически плавного изменения амплитуды поля на каком-либо участке пространства приводит к появлению зависимости «медленной» скорости частицы от фазы пролета через эту область [3, 4]. В настоящем кратком сообщении рассматривается этот процесс при одновременном воздействии на частицу нескольких полей.

Пусть нерелятивистский электрон движется в совокупности продольных переменных электрических полей произвольных частиц, пространственное изменение амплитуды которых является адиабатически медленным, и пусть на его пути располагается достаточно тонкая по сравнению с минимальной электронной длиной волны металлическая диафрагма, прозрачная для электронов и непрозрачная для поля (рис. 1). Предполагая зависимость поля от времени и координаты в виде

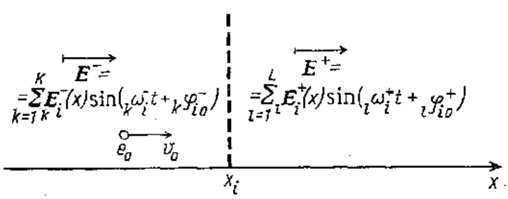

Рис. 1. Модулирующая i-я диафрагма и прилегающие переменные электрические поля, воздействующие на электрон

$$E_i^{\pm}(x,\ t)=\sum_{l_i(k_i)=1}^{L_i(K_i)} {}_{l_i(k_i)}E_i^{\pm}(x)\sin\left({}_{l_i(k_i)}\omega_i^{\pm}t+{}_{l_i(k_i)}\varphi_{i0}^{\pm}\right) \tag{1}$$

и интегрируя уравнение движения вблизи i-й диафрагмы, где ${}_{l_ik_i}E_i^{\pm}(x)\approx$ $\approx\mathrm{const}$, получаем, что частица обладает следующей скоростью:

$$\psi^{\pm}(t)=\overline{\psi}_i^{\pm}-\sum_{l_i(k_i)=1}^{L_i(K_i)} {}_{l_i(k_i)}\varepsilon_i^{\pm}\cos\left({}_{l_i(k_i)}\omega_i^{\pm}t+{}_{l_i(k_i)}\varphi_{i0}^{\pm}\right). \tag{2}$$

Используя непрерывность кинетической энергии при прохождении частицы через область диафрагмы, создающей скачок амплитуды поля, получаем закон модуляции скорости частицы:

$$\bar{\psi}_i^+ = \bar{\psi}_i^- + \sum_{l_i=1}^{L_i} {}_{l_i}\varepsilon_i^+ \cos({}_{l_i}\omega_i^+ t_i + {}_{l_i}\varphi_{i0}^+) - \sum_{k_i=1}^{K_i} {}_{k_i}\varepsilon_i^- \cos({}_{k_i}\omega_i^- t_i + {}_{k_i}\varphi_{i0}^-). \quad (3)$$

Здесь и далее приняты следующие обозначения $\psi \equiv \bar{v}/v_0$ — средняя скорость частицы, нормированная на скорость влета;

$${}_{k_i(l_i)}\varepsilon_i^{\pm} \equiv {}_{k_i(l_i)}E_i^{\pm} e_0/({}_{k_i(l_i)}\omega_i^{\pm} m_0 v_0)$$

— нормированная амплитуда $k_i(l_i)$-й гармоники поля на i-й ступеньке справа («+», индекс суммирования l_i) или слева («—», k_i) от нее, ${}_{k_i(l_i)}E_i^{\pm}$ — соответствующая физическая амплитуда; L_i и K_i — число «гармоник» поля на i-й сетке справа и слева от нее; ${}_{k_i(l_i)}\varphi_{i0}^{\pm}$ — соответствующие фазы гармоник.

Таким образом, средняя скорость движения электронов зависит от момента прохождения ими i-й ступеньки поля. Двигаясь далее в переменном поле, более быстрые (в среднем) электроны настигают более медленные, что приводит в свою очередь к группировке потока и появлению электронных сгустков. Предположим, что на пути потока расположено (N-1) модулирующих диафрагм, на каждой стороне которых присутствуют произвольные наборы переменных слабонеоднородных в пространстве полей. Тогда в потоке развивается процесс каскадной многочастотной группировки, описать который можно, в частности, на языке спектральной плотности $I(\omega)$ конвекционного выходного тока [5, 6]. Привлекая метод математической индукции и проводя вычисления, аналогичные [7] (они опущены в виду их громоздкости), для $I(\omega)$ получаем следующее выражение:

$$I(\omega) = I_0 \exp(-j\omega L_{1,N}/v_0) \times$$

$$\times \sum_{\{p\}=-\infty}^{\infty} \left\{ \prod_{s=1}^{N-1} \left[\prod_{l_{N-s}=1}^{L_{N-s}} J_{l_{N-s}p_{N-s}^+}\left(\frac{\omega}{l_{N-s}\omega_{N-s}^+} \, {}_{l_{N-s}}X_{N-s,N}^+ - \right.\right.\right.$$

$$\left. - \sum_{m=1}^{s-1} \frac{\omega'_{N-m,\{p_{N-m}^+\},\{p_{N-m}^-\}}}{{}_{l_{N-s}}\omega_{N-s}^+} \, {}_{l_{N-s}}X_{N-s,N-m}^+ \right) \times$$

$$\times \prod_{k_{N-s}=1}^{K_{N-s}} J_{k_{N-s}p_{N-s}^-} \left(\frac{\omega}{{}_{k_{N-s}}\omega_{N-s}^-} \, {}_{k_{N-s}}X_{N-s,N}^- - \right.$$

$$\left. - \sum_{m=1}^{s-1} \frac{\omega'_{N-m,\{p_{N-m}^+\},\{p_{N-m}^-\}}}{{}_{k_{N-s}}\omega_{N-s}^-} \, {}_{k_{N-s}}X_{N-s,N-m}^- \right) \times$$

$$\times \exp j \left(\frac{L_{1,s}\,\omega'_{s,\{p_s^+\},\{p_s^-\}}}{v_0} + \sum_{l_s=1}^{L_s} {}_{l_s}p_s^+ \left({}_{l_s}\varphi_{s,0}^+ + \frac{1}{2}\pi \right) - \right.$$

$$-\sum_{k_s=1}^{K_s} {}_{k_s}p_s^-\left({}_{k_s}\varphi_{s,0}^- + \frac{1}{2}\pi\right)\Big)\Big]\,\delta\left(\omega - \sum_{g=1}^{N-1}\omega'_{g,\,\{p_g^+\},\,\{p_g^-\}}\right)\Big\}. \quad (4)$$

Здесь δ — дельта-функция Дирака; J_n — функции Бесселя n-го порядка, которые формируют амплитуду спектральной составляющей конвекционного тока, а индексы функций определяют кратность частоты спектральной составляющей соответствующей частоте модуляции; ${}_kX_{ij}^{\pm} \equiv {}_kE_i^{\pm}L_{ij}/(2U_0)$ — парциальные параметры группировки, характеризующие независимый вклад k-й гармонической составляющей переменного поля на каждой стороне i-й модулирующей диафрагмы в образование электронного сгустка, L_{ij} — расстояние между i-й и j-й ступеньками поля;

$$\omega'_{N-n,\,\{p_{N-n}^+\},\,\{p_{N-n}^-\}} \equiv \sum_{l_{N-n}=1}^{L_{N-n}} ({}_{l_{N-n}}p_{N-n}^+)({}_{l_{N-n}}\omega_{N-n}^+) -$$

$$-\sum_{k_{N-n}=1}^{K_{N-n}} ({}_{k_{N-n}}p_{N-n}^-)({}_{k_{N-n}}\omega_{N-n}^-)$$

— комбинационная частота, соответствующая спектральной составляющей плотности тока, возникающей в электронном потоке в результате взаимодействия спектральных компонент, возбужденных всеми модулирующими полями справа и слева от ступеньки поля с номером N-n, распространяющихся в электронном потоке и взаимно преобразующихся друг в друга; $\{p\} \equiv \{p_{N-1}^+\}, \{p_{N-1}^-\}, \ldots, \{p_1^+\}, \{p_1^-\}$; $\{p_n^\pm\} \equiv {}_1p_n^\pm, \ldots, {}_{K_n(L_n)}p_n^\pm$, $\{p_i\} \equiv \{p_i^-\}, \{p_i^-\}$.

Сделаем переход к частному случаю воздействия поля лишь одной частоты в каждом модулирующем междиафрагменном зазоре [7], для этого положим $L_i = K_i = 1$ для всех $i = 1, 2, \ldots, N-1$. Введя обозначения ${}_1\omega^+ = {}_1\omega_{i+1}^- = {}^i\omega$, ${}_1p_i^+ \equiv p_i^+$, ${}_1p_i^- \equiv p_i^-$, ${}_{i_s}\varphi_{s,0}^+ \equiv {}^s\varphi_0$, ${}_{k_s}\varphi_{s,0}^- \equiv {}^{s-1}\varphi_0$, получаем $\omega_{i,\,\{p_i^+\},\,\{p_i^-\}} = (p_i^+)({}^i\omega) - (p_i^-)({}^{i-1}\omega)$, и (4) переходит в выражение (7) работы [7], как и должно быть.

Рассмотрим простой пример двухчастотной модуляции электронного потока на входной ступеньке поля, причем одна частота вдвое больше другой. В этом случае кратных частот из (4) получаем следующее выражение для нормированной амплитуды $+1$-й гармоники i_1 конвекционного тока:

$$i_1 = \int_{\omega_1-\varepsilon}^{\omega_1+\varepsilon} \frac{I(\omega)}{I_0}\,d\omega = e^{-j\theta_0} \sum_{p=-1}^{\infty} J_{1-2p}({}_1\varepsilon_1\theta_0)\,J_p({}_2\varepsilon_1\theta_0) \times$$

$$\times \exp\left\{+j\left[(1-2p)\left(\varphi_{01} + \frac{1}{2}\pi\right) + p\left(\varphi_{02} + \frac{1}{2}\pi\right)\right]\right\}. \quad (5)$$

Физический механизм, лежащий в основе формирования первой гармоники тока в рассматриваемом случае, достаточно прост. В результате взаимодействия заряженных частиц и переменного поля частоты ω в электронном потоке возникают и распространяются фурье-волны с частотами, кратными ω $(\omega, 2\omega\, 3\omega, \ldots)$. Воздействие поля частоты 2ω порождает фурье-волны с частотами, кратными 2ω $(2\omega, 4\omega,$

$6\omega,\ldots$). Одновременное воздействие двух полей приводит к возникновению комбинационных частот, в спектре которых частоте ω соответствует соотношение ${}_1p_1{}^+\omega+{}_2p_1{}^+2\omega=\omega$. Следующая отсюда связь индексов ${}_1p_1{}^+ + 2{}_2p_1{}^+ = 1$ и позволяет, в частности, использовать один индекс $p\equiv$ $\equiv{}_2p_1{}^+$ в выражении (5). Таким образом, в электронном потоке происходит нелинейное взаимодействие волн с частотами, нечетно-кратными ω, и волн с частотами, четно-кратными частоте ω (это взаимодействие условно показано на рис. 2), что соответственно может привести к увеличению первой гармоники тока.

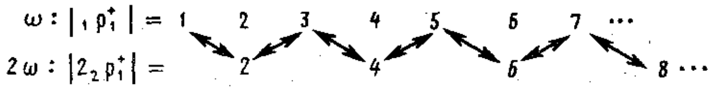

Рис. 2. Связь индексов кратности фурье-волн при двухчастотном управлении электронным потоком

Действительно, если при одночастотной модуляции (${}_2\varepsilon_1=0$) $|i_1|_{max}=0{,}58$, то, например, для ${}_1\varepsilon_1=0{,}14$, ${}_2\varepsilon_1=0{,}06$, $\theta_0=4{,}6\pi$, $\varphi_{01}=0$, $\varphi_{02}=-0{,}5\pi$ получаем $|i_1|=0{,}74$. Таким образом, многочастотное одновременное воздействие слабонеоднородного переменного электрического поля на электронный поток в присутствии областей локального возмущения пространственного распределения амплитуды предоставляет дополнительные возможности для формирования оптимального сгустка электронов и может быть использовано для повышения эффективности нерелятивистских квазиоптических электронных генераторов и усилителей с дискретным управлением потоком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А. В., Миллер М. А.//ЖЭТФ. 1958. 34, № 16. С. 242.
2. Миллер М. А.//Изв. вузов, Радиофизика. 1958. 1, № 3. С. 110.
3. Алексеев Ю. К., Костиенко А. И.//Там же. 1986. 29, № 10. С. 1223.
4. Ермолаев М. В., Канавец В. И., Теребилов А. В., Черепенин В. А.// //Радиотехн. и электроника. 1986. 31, № 11. С. 2241.
5. Петров Д. М.//Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1967. № 6. С. 21.
6. Карнаух А. И., Петров Д. М.//Там же. 1969. № 2. С. 23.
7. Алексеев Ю. К., Сухоруков А. П.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 4. С. 15 (Moscow University Phys. Bull. 1994. N 4. P. 10).

Поступила в редакцию
27.12.95