быстрая вытекающая волна превратится в медленную — поверхностную, что приведет к прекращению излучения из ОВ. Экспериментально (по амплитудному распределению составляющей электрического поля) можно проследить за всеми этапами преобразования поля вытекающей волны: в начале ОВ поле сконцентрировано на щели; затем на некотором расстоянии оно отрывается под черенковским углом и, наконец, при определенных расстояниях от источника возникает излучение под углом $\gamma_r > \alpha$, которое отличается от черенковского. Следовательно, вблизи ОВ (на расстоянии, большем $2\lambda_0$) происходит сложный волновой процесс — катастрофическое явление, связанное, возможно, с морсовскими критическими точками дисперсионного уравнения. При этом вытекающую под углом γ_r волну можно рассматривать как самостоятельно возбуждаемую моду.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. Харьков, 1976. [2] Шестопалов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1: Открытые структуры. Киев, 1985. [3] Шестопалов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 2: Источники. Элементная база. Радиосистемы. Киев, 1985. [4] Шестопалов В. П., Вертий А. А., Ермак Г. П. и др. Генераторы дифракционного излучения. Киев, 1991. [5] Шестопалов В. П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. Киев, 1987. [6] Reichardt H.//Ann. Math. Semin. Univ. Hamburg, 1960. 24. P. 41. [7] Поединчук А. Е.//Докл. АН УССР, Сер. А. 1983. № 8. С. 48. [8] Тучкин Ю. А.//ДАН СССР. 1985. 285, № 6. С. 1370. [9] Шестопалов В. П. Метод задачи Римана — Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. Харьков, 1971. [10] Мележик П. Н., Поединчук А. Е., Тучкин Ю. А., Шестопалов В. П.//ДАН СССР. 1988. 300, № 6. С. 1336. [11] Шестопалов В. П. Морсовские критические точки дисперсионных уравнений. Киев, 1992. [12] Вертий А. А., Карнаухов И. М., Шестопалов В. П. Поляризация атомных ядер миллиметровыми волнами. Киев, 1990. [13] Комарь Г. И., Шестопалов В. П.//ДАН СССР. 1985. 280, № 2. С. 362.

Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физика. Астрономия. 1994. Т. 35, № 4

УДК 621.385.6

КАСКАДНАЯ ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ

Ю. К. Алексеев, А. П. Сухоруков

Рассмотрено дискретное продольное взаимодействие электронного пучка с несинхронным полигармоническим электромагнитным полем при произвольных углах пролета и пространственном разделении разночастотных областей модуляции. Построена одномерная теория каскадной модуляции и группировки электронов потока, проходящего через последовательность примыкающих друг к другу электромагнитных зазоров произвольной длины, в которых возбуждены переменные электрические поля с различной частотой, фазой и формой распределения амплитуды. В линейном по полю приближении с учетом кулоновских сил объемного заряда электронов получены выражения для времени пролета частиц и спектра выходного тока. Рассмотрены предельные переходы к частным случаям модуляторов многорезонаторного клистрона и каскадного монотрона.

Введение

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—9]. Результатом модуляции средней скорости является последующее образование сгустков электронов в переменном управляющем поле. Если электроны проходят через несколько областей возмущения слабонеоднородной волны, то в их потоке развивается процесс, вполне аналогичный каскадной группировке электронного пучка во многорезонаторном клистроне.

В настоящей работе представлены результаты теоретического анализа более общего процесса последовательной модуляции и каскадной группировки электронного потока, прошедшего через ряд примыкающих друг к другу областей произвольной длины, в каждой из которых возбуждается слабонеоднородное переменное поле произвольной частоты с разным пространственным распределением амплитуды, причем предполагается, что пространственная однородность поля нарушается лишь на границах этих участков.

1. Постановка задачи

Пусть электронный поток попадает в последовательность (рис. 1) модулирующих зазоров, разделенных сетками или диафрагмами, прозрачными для частиц. Такую электродинамическую систему можно получить, например, последовательно соединив ряд открытых либо объемных резонаторов и (или) волноводов. Предположим, что в зазорах возбуждены переменные продольные электрические поля вида ${}^iE(x)\sin({}^i\omega t+{}^i\varphi_0)$, $i=0, 1, \ldots, N$, с произвольными частотами ${}^i\omega$, начальными фазами ${}^i\varphi_0$ и амплитудами ${}^iE$, где N — число разделительных сеток.

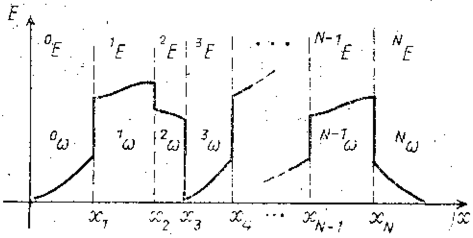

Рис. 1. Распределение амплитуды продольного переменного электрического поля вдоль электронного потока

(Здесь и далее примем следующую систему обозначений: верхний левый индекс у переменной обозначает номер электромагнитного зазора, к которому она относится, а правый нижний индекс — номер разделяющей диафрагмы или сетки.)

Также предположим, что в зазорах амплитуды полей изменяются адиабатически медленно (при изменении координат), а диафрагмы с отверстиями или сетки между ними непроницаемы для переменного поля и прозрачны для электронов. Кроме того, отвлечемся от поперечной структуры переменного поля, т. е. будем считать электронный поток достаточно тонким.

Рассмотрим взаимодействие электронов и поля сначала в кинематическом приближении. В этом случае эволюция средней скорости движения электрона в i-м межсеточном зазоре (${}^ix\in(x_i, x_{i+1})$) имеет квазипотенциальный характер и описывается адиабатическим инвариантом [1, 2]:

$$ {}^i\overline{\psi}^2+(1/2)\,{}^i\varepsilon^2({}^i\chi)=\mathrm{const}, \qquad (1) $$

где ${}^i\overline{\psi}\equiv{}^i\overline{v}/v_0$; v_0 — скорость влета электрона в модулятор; ${}^i\varepsilon\equiv\equiv(e_0/m_0)\,{}^iE/({}^i\omega v_0)$, ${}^i\chi\equiv{}^i\omega\,{}^ix/v_0$ — нормированные амплитуда поля и координата соответственно; e_0, m_0 — заряд и масса электрона. Учет закона сохранения (1) наиболее существен в анализе нелинейного энергообмена между сформированным электронным сгустком и переменным полем большой амплитуды в выходном зазоре электронного устройства.

2. Модуляция средней скорости электрона

Из условия непрерывности кинетической энергии электрона при его пролете через непрозрачную для поля границу раздела соседних зазоров с учетом слабой пространственной неоднородности амплитуды волны слева и справа от сетки сразу же получаем закон модуляции «медленной» скорости частицы в следующем виде:

$$\overline{\psi}_i^+ = \overline{\psi}_i^- + \varepsilon_i^+ \cos({}^i\omega t_i + {}^i\varphi_0) - \varepsilon_i^- \cos({}^{i-1}\omega t_i + {}^{i-1}\varphi_0), \tag{2}$$

где $\overline{\psi}_i^-$, ε_i^- и $\overline{\psi}_i^+$, ε_i^+ — нормированные средняя скорость и амплитуда поля слева и справа от i-й ступеньки соответственно. Напомним, что в принятых обозначениях $\varepsilon_i^+ \equiv {}^i\varepsilon_i$, $\varepsilon_i^- \equiv {}^{i-1}\varepsilon_i$, $\overline{\psi}_i^+ \equiv {}^i\overline{\psi}_i$, $\overline{\psi}_i^- \equiv {}^{i-1}\overline{\psi}_i$.

Далее при изучении процессов модуляции и группировки (но не отбора энергии!) электронов мы будем полагать значение амплитуды управляющего поля достаточно малым:

$${}^i\varepsilon \ll {}^i\overline{\psi}, \tag{3}$$

вследствие чего в (1) можно пренебречь квадратичным по полю слагаемым, и для угла ${}^n\theta$ и времени ${}^n\tau$ пролета, а также связи входной ${}^n\overline{\psi}_n$ и выходной ${}^n\overline{\psi}_{n+1}$ средних скоростей электрона в зазоре можем приближенно записать

$${}^n\theta = {}^n\theta_0/{}^n\overline{\psi}_n, \quad {}^n\tau = {}^nd/(v_0\,{}^n\overline{\psi}_n), \quad {}^n\overline{\psi}_{n+1} = {}^n\overline{\psi}_n, \tag{4}$$

где ${}^n\theta_0$ — невозмущенный угол пролета в n-м зазоре толщиной nd. Таким образом, в линейном по полю приближении мы пренебрегаем влиянием продольного пространственного распределения амплитуды поля на угол и время пролета электрона в зазоре и величину его средней скорости.

Используя (4) и закон модуляции (2), запишем цепочку равенств:

$$\begin{aligned}
{}^n\overline{\psi}_n &= {}^{n-1}\overline{\psi}_{n-1} + {}^n\varepsilon_n \cos({}^n\omega t_n + {}^n\varphi_0) - {}^{n-1}\varepsilon_n \cos({}^{n-1}\omega t_n + {}^{n-1}\varphi_0) = \\
&= {}^{n-2}\overline{\psi}_{n-2} + {}^{n-1}\varepsilon_{n-1} \cos({}^{n-1}\omega t_{n-1} + {}^{n-1}\varphi_0) - {}^{n-2}\varepsilon_{n-1} \cos({}^{n-2}\omega t_{n-1} + {}^{n-2}\varphi_0) + \\
&+ {}^n\varepsilon_n \cos({}^n\omega t_n + {}^n\varphi_0) - {}^{n-1}\varepsilon_n \cos({}^{n-1}\omega t_n + {}^{n-1}\varphi_0) = \ldots \\
&\ldots = {}^0\overline{\psi}_1 + {}^1\varepsilon_1 \cos({}^1\omega t_1 + {}^1\varphi_0) - {}^0\varepsilon_1 \cos({}^0\omega t_1 + {}^0\varphi_0) + \ldots \\
&\ldots + {}^n\varepsilon_n \cos({}^n\omega t_n + {}^n\varphi_0) - {}^{n-1}\varepsilon_n \cos({}^{n-1}\omega t_n + {}^{n-1}\varphi_0),
\end{aligned}$$

где ${}^0\overline{\psi}_1 = 1$ — скорость на входе в модулятор. В итоге имеем

$${}^n\overline{\psi}_n = 1 + \sum_{i=1}^{n} [{}^i\varepsilon_i \cos({}^i\omega t_i + {}^i\varphi_0) - {}^{i-1}\varepsilon_i \cos({}^{i-1}\omega t_i + {}^{i-1}\varphi_0)]. \tag{5}$$

Из этого выражения видно, что в линейной аппроксимации средняя скорость на входе в n-й зазор аддитивным образом включает в себя результаты модуляции на каждой предшествующей сетке или диафрагме, причем переменные поля слева и справа от разделяющей диафрагмы, создающей ступеньку амплитуды, вносят независимый вклад в этот процесс.

3. Полное время пролета

Подставляя (5) в (4) с учетом (3), получаем следующее выражение для времени движения частицы в n-м зазоре:

$$^n\tau = \frac{^nd}{v_0}\left\{1 + \sum_{i=1}^{n}\left[{}^{i-1}\varepsilon_i\cos({}^{i-1}\omega t_i + {}^{i-1}\varphi_0) - {}^i\varepsilon_i\cos({}^i\omega t_i + {}^i\varphi_0)\right]\right\}.$$

Рассчитаем полное время $T_{1N} \equiv \sum_{n=1}^{N-1} {}^n\tau$ пролета электрона через модулятор:

$$T_{1N} = \frac{L_{1N}}{v_0} + \frac{1}{v_0}\sum_{n=1}^{N-1}\sum_{i=1}^{n} {}^nd\left[{}^{i-1}\varepsilon_i\cos({}^{i-1}\omega t_i + {}^{i-1}\varphi_0) - {}^i\varepsilon_i\cos({}^i\omega t_i + {}^i\varphi_0)\right],$$

где L_{1N} — длина модулятора. Используя соотношение $\sum_{n=1}^{N-1}\sum_{i=1} a_{in} = \sum_{i=1}^{N-1}\sum_{n=i}^{N-1} a_{in}$, из последнего выражения находим связь моментов влета t_1 частицы в модулятор и вылета ее t_N из последнего зазора:

$$t_N = t_1 + \frac{L_{1N}}{v_0} - \sum_{i=1}^{N-1}\frac{L_{iN}}{v_0}\left[{}^i\varepsilon_i\cos({}^i\omega t_i + {}^i\varphi_0) - {}^{i-1}\varepsilon_i\cos({}^{i-1}\omega t_i + {}^{i-1}\varphi_0)\right],$$

здесь L_{iN} — расстояние от i-й до M-й сетки.

Введем параметры группировки X_{iN}^+, X_{iN}^-, характеризующие вклад в образование электронного сгустка независимого воздействия переменного поля на каждой стороне i-й модулирующей диафрагмы:

$$X_{iN}^+ \equiv \frac{^iE\,(x_i)\,L_{iN}}{2U_0}, \quad X_{iN}^- \equiv \frac{^{i-1}E\,(x_i)\,L_{iN}}{2U_0}.$$

Тогда искомая зависимость $t_N(t_1)$ принимает свой окончательный вид:

$$t_N = t_1 + \frac{L_{1N}}{v_0} - \sum_{i=1}^{N-1}\left[\frac{X_{iN}^+}{^i\omega}\cos({}^i\omega t_i + {}^i\varphi_0) - \frac{X_{iN}^-}{^{i-1}\omega}\cos({}^{i-1}\omega t_i + {}^{i-1}\varphi_0)\right]. \tag{6}$$

4. Спектральная плотность выходного тока

Из (6) и закона сохранения заряда найдем спектральную плотность $I(\omega)$ конвекционного тока на выходе модулятора:

$$I(\omega) = \frac{I_0}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\exp\{-i\omega t_N(t_1)\}\,dt_1.$$

Опуская вполне типичные для теории каскадной группировки промежуточные выкладки, приведем лишь окончательное выражение для спектра тока:

$$I(\omega)=I_0\sum_{\{(p)\}=-\infty}^{\infty} J_{p^+_{N-1}}\left(\frac{\omega}{{}^{N-1}\omega}X^+_{N-1,N}\right)\cdot J_{p^-_{N-1}}\left(\frac{\omega}{{}^{N-2}\omega}X^-_{N-1,N}\right)\times$$

$$\times J_{p^+_{N-2}}\left[\frac{\omega}{{}^{N-2}\omega}X^+_{N-2,N}-\left(p^+_{N-1}\frac{{}^{N-1}\omega}{{}^{N-2}\omega}-p^-_{N-1}\right)\cdot X^+_{N-2,N-1}\right]\times$$

$$\times J_{p^-_{N-2}}\left[\frac{\omega}{{}^{N-3}\omega}X^-_{N-2,N}-\left(p^+_{N-1}\frac{{}^{N-1}\omega}{{}^{N-3}\omega}-p^-_{N-1}\frac{{}^{N-2}\omega}{{}^{N-3}\omega}\right)X^-_{N-2,N-1}\right]\dots$$

$$\dots J_{p^+_1}\left[\frac{\omega}{{}^{1}\omega}X^+_{1N}-\left(p^+_{N-1}\frac{{}^{N-1}\omega}{{}^{1}\omega}-p^-_{N-1}\frac{{}^{N-2}\omega}{{}^{1}\omega}\right)X^+_{1,N-1}-\dots\right.$$

$$\left.\dots-\left(p^+_2\frac{{}^{2}\omega}{{}^{1}\omega}-p^-_2\right)X^+_{12}\right]\times \tag{7}$$

$$\times J_{p^-_1}\left[\frac{\omega}{{}^{0}\omega}X^-_{1N}-\left(p^+_{N-1}\frac{{}^{N-1}\omega}{{}^{0}\omega}-p^-_{N-1}\frac{{}^{N-2}\omega}{{}^{0}\omega}\right)X^-_{1,N-1}-\dots\right.$$

$$\left.\dots-\left(p^+_2\frac{{}^{2}\omega}{{}^{0}\omega}-p^-_2\frac{{}^{1}\omega}{{}^{0}\omega}\right)X^-_{12}\right]\times$$

$$\times\exp\left\{-j\left[p^+_{N-1}\left({}^{N-1}\omega T_{N-1,N}-{}^{N-1}\varphi_0-\frac{\pi}{2}\right)-\right.\right.$$

$$-p^-_{N-1}\left({}^{N-2}\omega T_{N-1,N}-{}^{N-2}\varphi_0-\frac{\pi}{2}\right)+\dots$$

$$\left.\left.\dots+p^+_1\left({}^{1}\omega T_{1N}-{}^{1}\varphi_0-\frac{\pi}{2}\right)-p^-_1\left({}^{0}\omega T_{1N}-{}^{0}\varphi_0-\frac{\pi}{2}\right)\right]\right\}\times$$

$$\times\delta\left[\omega-\sum_{i=1}^{N-1}\left(p^+_i\cdot{}^{i}\omega-p^-_i\cdot{}^{i-1}\omega\right)\right],$$

где J_p — функция Бесселя p-го порядка, T_{ij} — время невозмущенного движения электрона от i-й до j-й диафрагмы, δ — дельта-функция Дирака, $\{(p)\}\equiv p^+_1,\ p^-_1,\ p^+_2,\ p^-_2,\ \dots,\ p^+_{N-1},\ p^-_{N-1}$.

Анализ выражений (2), (6), (7) показывает, что модуляция скорости электрона переменным полем на каждой стороне каждой границы раздела областей взаимодействия оказывает независимое влияние на спектральную плотность сгруппированного потока электронов. Это свойство рассматриваемого взаимодействия открывает значительно более широкие возможности управления гармоническим составом тока и формирования сгустка электронов, чем существующие возможности каскадного клистронного группирователя.

Действительно, пусть пролетный клистрон содержит n—1 модулирующий резонатор, каждый из которых в общем случае имеет произвольную частоту, фазу и амплитуду переменного поля, а также координату своего местоположения. Тогда размерность пространства управляющих параметров, в котором проводится оптимизация процесса группировки, равна $4n$—4. В случае же, рассматриваемом в настоящей работе, при том же количестве $(2n$—2) ступенек амплитуды поля, что и в приведенном выше примере клистрона, наибольшее число степеней свободы равно произведению количества ступенек (ввиду независимости координат их местонахождения) на два (учитывается независимая модуляция полем на каждой стороне сетки) и на три (с учетом независимых частоты, амплитуды и фазы каждого управляющего поля). В итоге размерность конфигурационного пространства оптимизации равна $12n-12$ — втрое больше, чем в клистронном группирователе.

5. Учет объемного заряда и провисания поля

Приближенно учесть влияние провисания переменного поля в ячейки сетки или отверстия диафрагмы на процесс группировки электронов можно, вводя в полученные выражения соответствующие поправочные множители — коэффициенты эффективности модуляции средней скорости на неидеальной ступеньке поля [8, 9], имеющие вид $a=\exp\{-l/\lambda_l\}$, где l — эффективная глубина провисания поля в отверстия для пролета электронов. Введение этих коэффициентов накладывает существенное ограничение на полевую прозрачность сеток или диафрагм: скоростная модуляция на ступеньке амплитуды и последующее образование электронных сгустков эффективны лишь при достаточно быстром спадании амплитуды поля на краю электромагнитного зазора: $l\leqslant\lambda_e$. Это требование фактически является одним из основных факторов, ограничивающих максимальную рабочую частоту рассматриваемого взаимодействия. Ее оценка для различных конкретных примеров, проведенная в [9, 10], дала значение, лежащее в инфракрасном частотном диапазоне.

Учет объемного заряда электронов проведем на основе решения эволюционного уравнения Гринберга [11], описывающего усредненное движение заряженных частиц в слабонеоднородной электромагнитной волне в присутствии неподвижного компенсирующего ионного фона:

$$\frac{d^{2\,n}\overline{\psi}}{d^{n}\varphi^{2}}+({}^{n}\overline{\omega}_e^2+{}^{n}\overline{\omega}_f^2)\,{}^{n}\overline{\psi}={}^{n}\overline{\omega}_e^2, \tag{8}$$

где ${}^{n}\varphi\equiv{}^{n}\omega t$ — текущая фаза поля, ${}^{n}\overline{\omega}_e^2$ — квадрат нормированной электронной плазменной частоты, ${}^{n}\overline{\omega}_f^2$ — поправка к ней, возникающая за счет действия квазипотенциальных сил Гапонова—Миллера и пропорциональная квадрату амплитуды переменного поля.

В линейном приближении поправкой ${}^{n}\overline{\omega}_f^2$ пренебрегаем и из (8) находим, что эволюция медленной скорости частицы в зазоре со слабонеоднородным переменным полем определяется самосогласованным уравнением колебаний

$$\frac{d^{2\,n}\overline{\psi}}{d^{n}\varphi^{2}}+{}^{n}\overline{\omega}_e^2({}^{n}\overline{\psi}-1)=0,$$

полученным в [12] для одномерного дрейфующего электронного потока. Решение этого уравнения дает необходимую в дальнейших расчетах связь скоростей и ее производных на границах зазора, а также угол пролета электрона в нем:

$$
\begin{aligned}
{}^{n}\theta &= {}^{n}\theta_0\left[1-({}^{n}\overline{\psi}_n-1)\,\frac{\sin{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0}{{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0}-{}^{n}\overline{\psi}'_n\,\frac{1-\cos{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0}{{}^{n}\overline{\omega}_e^2\cdot{}^{n}\theta_0}\right],\\
{}^{n}\overline{\psi}_{n+1}-1 &= ({}^{n}\overline{\psi}_n-1)\cos{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0+\frac{1}{{}^{n}\overline{\omega}_e}\cdot{}^{n}\overline{\psi}'_n\cdot\sin{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0,\\
{}^{n}\overline{\psi}'_{n+1} &= -{}^{n}\overline{\omega}_e\,({}^{n}\overline{\psi}_n-1)\sin{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0+{}^{n}\overline{\psi}'_n\cos{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0.
\end{aligned}
$$

Для вычисления полного пролетного времени электрона в группирователе кроме записанных выражений используем выражение (2) для модуляции скорости на ступеньке амплитуды, а также предположим, что временная производная медленной скорости при переходе частицы из одного зазора в другой не изменяется:

$$\frac{1}{{}^{i}\overline{\omega}_e}\frac{d^i\overline{\psi}}{d^i\varphi}\bigg|_{{}^{i}\varphi_i}=\frac{1}{{}^{i-1}\overline{\omega}_e}\frac{d^{i-1}\overline{\psi}}{d^{i-1}\varphi}\bigg|_{{}^{i-1}\varphi_i}. \tag{9}$$

Поскольку эволюция средней скорости и ее производных в зазоре в линейном приближении определяется лишь кулоновскими силами электронов и ионов, то выражение (9) фактически означает равенство этих сил слева и справа от ступеньки амплитуды и его можно трактовать как условие прозрачности i-й сетки или диафрагмы для волн объемного заряда электронов.

Используя допущенные приближения и проводя на основе записанных выражений последовательный учет воздействия предшествующей скоростной модуляции на движение электрона в n-м зазоре, находим время пролета ${}^{n}\tau$ частицы:

$${}^{n}\tau=\frac{{}^{n}d}{v_0}\left\{1+M^*_{n0}\sum_{i=1}^{n}[{}^{i-1}\varepsilon_i\cos({}^{i-1}\omega t_i+{}^{i-1}\varphi_0)-{}^{i}\varepsilon_i\cos({}^{i}\omega t_i+{}^{i}\varphi_0)]\times\right.$$
$$\left.\times\cos\left(\frac{{}^{n}\overline{\omega}_e{}^{n}\theta_0}{2}+\sum_{j=1}^{n-i}{}^{n-j}\overline{\omega}_e{}^{n-j}\theta_0\right)\right\}.$$

В результате дальнейших преобразований, совпадающих с этого этапа с проведенными нами в кинематическом разделе теории, для зависимости $t_N(t_1)$ и спектральной плотности сгруппированного потока $I(\omega)$ получаем выражения, совпадающие с (6) и (7), с тем лишь отличием, что в них межсеточные расстояния L_{ik} должны быть заменены на величины

$$L'_{ik}\equiv\sum_{n=i}^{k-1}{}^{n}d^{n}M_0\cos\left(\frac{{}^{n}\overline{\omega}_e\cdot{}^{n}\theta_0}{2}+\sum_{j=1}^{n-i}{}^{n-j}\overline{\omega}_e{}^{n-j}\theta_0\right).$$

Здесь ${}^{n}M_0\equiv\sin({}^{n}\overline{\omega}_e{}^{n}\theta_0/2)/({}^{n}\overline{\omega}_e{}^{n}\theta_0/2)$ — параметр объемного заряда, учитывающий расталкивающее действие кулоновских сил в n-м электромагнитном зазоре, а выражения в круглых скобках отражают интерференцию волн объемного заряда, возбужденных в различных областях модулятора.

6. Некоторые примеры

Покажем, что процессы модуляции и образования сгустков электронов потока как в клистроне, так и в монотроне являются частными случаями обсуждаемого в настоящем сообщении взаимодействия. Действительно, рассмотрим многочастотную клистронную группировку [13]. Этому примеру в построенной нами модели соответствуют следующие значения параметров при нечетном N: ${}^{i}E(x_i)={}^{i}E(x_{i+1})={}^{i}E$, т. е. амплитуда переменного поля постоянна в нечетных зазорах, их длина предполагается малой (${}^{i}\tau^{i}\omega\ll1$); в четных зазорах ${}^{i}E(x)=0$ — поле отсутствует в областях дрейфа. Подставляя эти значения в (6) и проведя соответствующие предельные переходы, получим связь моментов влета t_1 и вылета t_n электрона из модулятора в следующем виде:

$$t_n = t_1 + \frac{l_{1n}}{v_0} - \sum_{j=1}^{n-1} \frac{1}{{}^j\omega} X_{jn} \sin\left({}^j\omega t_j + {}^j\varphi_0 + \frac{1}{2}\, {}^j\theta_0\right), \tag{10}$$

где $n=(N-1)/2$ — число резонаторов в клистроне (из них $n-1$ — модулирующие), $X_{jn} \equiv (1/2)\, {}^jM_0 {}^j\xi\theta_{0jn}$ — параметр группировки, ${}^jM_0 \equiv \sin({}^j\theta_0/2)/({}^j\theta_0/2)$ — коэффициент эффективности модуляции, ${}^j\theta_0 \equiv {}^j\omega {}^jd/v_0$ — невозмущенный пролетный угол в j-м резонаторе, $\xi_j \equiv {}^j\widetilde{U}/U_0$ — коэффициент использования напряжения, ${}^j\widetilde{U}$ — амплитуда переменного поля в j-м резонаторе, $\theta_{0jn} \equiv {}^j\omega l_{jn}/v_0$ — пролетный угол между j-м и n-м зазорами. Выражение (10) полностью совпадает с соответствующим выражением в [13].

С другой стороны, используя теорему Графа сложения функций Бесселя [14], из (7) в тех же приближениях получаем выражение для спектральной плотности конвекционного тока на выходе $(n-1)$-резонаторного группирователя клистрона:

$$I(\omega) = I_0 \sum_{\{p_i\}=-\infty}^{\infty} J_{p_1}\left(\frac{\omega}{{}^{n-1}\omega} X_{n-1,n}\right) J_{p_2}\left(\frac{\omega}{{}^{n-2}\omega} X_{n-2,n} - p_1 \frac{{}^{n-1}\omega}{{}^{n-2}\omega} X_{n-2,n-1}\right) \times$$
$$\times J_{p_3}\left(\frac{\omega}{{}^{n-3}\omega} X_{n-3,n} - p_1 \frac{{}^{n-1}\omega}{{}^{n-3}\omega} X_{n-3,n-1} - p_2 \frac{{}^{n-2}\omega}{{}^{n-3}\omega} X_{n-3,n-2}\right) \cdots$$
$$\cdots J_{p_{n-1}}\left(\frac{\omega}{{}^1\omega} X_{1n} - p_1 \frac{{}^{n-1}\omega}{{}^1\omega} X_{1,n-1} - p_2 \frac{{}^{n-2}\omega}{{}^1\omega} X_{1,n-2} - \ldots \right. \tag{11}$$
$$\left. \ldots - p_{n-2} \frac{{}^2\omega}{{}^1\omega} X_{12}\right) \exp\left\{-j\left[p_1\left({}^{n-1}\omega T_{n-1,n} - {}^{n-1}\varphi_0 - \frac{1}{2}\, {}^{n-1}\theta_0\right) + \right.\right.$$
$$+ p_2\left({}^{n-2}\omega T_{n-2,n} - {}^{n-2}\varphi_0 - \frac{1}{2}\, {}^{n-2}\theta_0\right) + \ldots$$
$$\left.\left. \ldots + p_{n-1}\left({}^1\omega T_{1n} - {}^1\varphi_0 - \frac{1}{2}\, {}^1\theta_0\right)\right]\right\} \cdot \delta\left(\omega - \sum_{j=1}^{n-1} p_j \cdot {}^{n-j}\omega\right),$$

которое также совпадает с аналогичным выражением в [13]. И поскольку вывод спектра тока (11) из соотношения (10) осуществлен ранее в работе [13], то коммутативная импликационная диаграмма

$$\begin{array}{ccc} (6) & \longrightarrow & (10) \\ \downarrow & & \downarrow \\ (7) & \longrightarrow & (11) \end{array}$$

замыкается, и это доказывает, что каскадная многочастотная клистронная модуляция и группировка являются частным случаем рассматриваемого в настоящей работе более общего способа управления электронным потоком.

Для моночастотного клистронного группирователя (${}^1\omega = {}^2\omega = \ldots = {}^{n-1}\omega = \omega$) с узкими зазорами и синфазными полями в них (${}^i\varphi_0 = {}^i\theta_0 = 0$, $i=1, \ldots, n-1$) из (11) получим выражение для амплитуд гармоник выходного тока, которое используем в дальнейшем анализе:

$$I_m = I_0 \sum_{\{p_i\}=-\infty}^{\infty} J_{p_1}(mX_{n-1,n})\, J_{p_2}(mX_{n-2,n} - p_1 X_{n-2,n-1})\, J_{p_3}(mX_{n-3,n} -$$

$$-p_1X_{n-3,n-1}-p_2X_{n-3,n-2})\dots J_{p_{n-1}}(mX_{1n}-p_1X_{1,n-1}-p_2X_{1,n-2}-\dots$$

$$\dots-p_{n-2}X_{12})\exp[-j\omega(p_{n-1}T_{1n}+p_{n-2}T_{2n}+\dots+p_1T_{n-1,n})], \qquad (12)$$

здесь для каждого $m=0, \mp 1, \mp 2, \ldots, p_i$ принимают только такие значения, что $\sum_{i=1}^{n-1} p_i = m$.

Теперь рассмотрим взаимодействие переменного поля и электронов в классическом монотроне [15], для чего в нашей теоретической модели положим $N=2$, ${}^0E={}^2E=0$, ${}^1E(x)=\mathrm{const}$, ${}^1\varphi_0=0$. Тогда из (7) получаем

$$I(\omega)=I_0\sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p\left(\frac{\omega}{{}^1\omega}X_{12}^{+}\right)\cdot\exp\left\{-jp\left({}^1\omega T_{12}-\frac{\pi}{2}\right)\right\}\delta(\omega-p\,{}^1\omega).$$

Отсюда следует, что на выходе из монотрона гармонический состав конвекционного тока имеет следующий вид:

$$i(t_N)=\int_{-\infty}^{\infty} I(\omega)\exp\{j\omega t_N\}\,d\omega=$$

$$=I_0+2I_0\sum_{p=1}^{\infty} I_p\left(\frac{1}{2}p\xi\right)\cos\left[p\left({}^1\omega t_N+\frac{\pi}{2}-{}^1\theta_0\right)\right],$$

где $\xi\equiv{}^1\tilde{U}/U_0$ — отношение напряжения переменного поля в зазоре к потенциалу потока. Это выражение соответствует спектру выходного тока, приведенному в [16]. Таким образом, модуляция и группировка электронов в переменном поле классического монотрона также входят составной частью в многообразие рассматриваемого в данной работе электрон-волнового взаимодействия.

7. Каскадный монотрон или антиклистрон

По аналогии с клистронным многорезонаторным группирователем вполне естественно попытаться представить каскадную модуляцию и группировку в монотроне, когда средние скорости электронов последовательно модулируются ступеньками амплитуды поля в нескольких областях пространства и одновременно поток частиц группируется в сгустки в том же переменном поле резонатора. Рассмотрим этот процесс подробнее в частном случае одночастотного взаимодействия на примере электродинамической системы, изображенной на рис. 2.

Электронный поток *1*, испускаемый пушкой *2*, влетает в открытый резонатор, образованный сферическими зеркалами *3*. В поле резонатора на пути потока частиц *1* расположен ряд модулирующих металлических диафрагм *4* с отверстиями для электронов. Поляризация резонансной волны такова, что вектор электрической напряженности параллелен электронному пучку *1* и перпендикулярен диафрагмам *4*. Сформировавшийся после прохождения $n-1$ модулирующей диафрагмы сгусток электронов влетает в область сильного переменного поля и, отдав ему энергию при правильно подобранных фазовых условиях, попадает на последнюю диафрагму *5*, выполняющую функцию коллектора и создающую выходную ступеньку амплитуды поля.

Отличие рассматриваемого прибора от многорезонаторного клистрона заключается, в частности, в том, что в монотроне все происходит «наоборот»: роль пространства группировки играет междиафрагменная область, заполненная переменным полем, а функцию модуляторов (средних) скоростей электронов выполняют участки диафрагм с отверстиями, в которых нет переменного поля или оно заметно ослаблено. В этом смысле описываемое устройство является антиподом многорезонаторному клистрону и его можно условно назвать взаимно дополнительным каскадным монотроном либо даже антиклистроном, имея в виду тот факт, что при сложении дополнительных полей

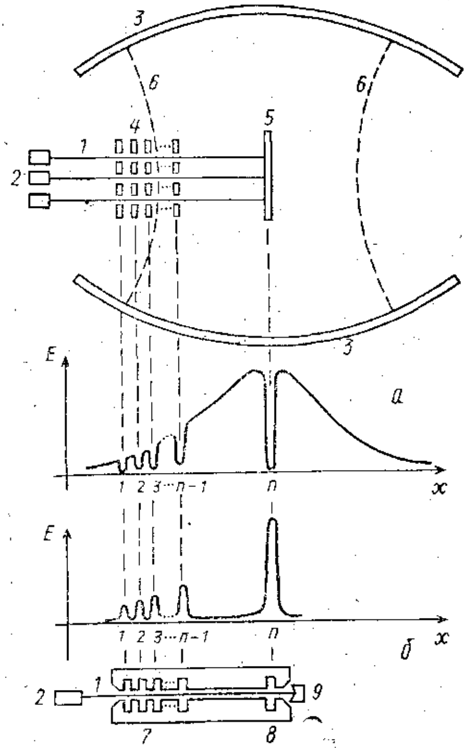

Рис. 2. Взаимно дополнительные а) каскадный монотрон и б) многорезонаторный клистрон и соответствующие продольные распределения амплитуды переменного поля: *1* — электронные потоки, *2* — источник электронов, *3* — зеркала открытого резонатора, *4* — модулирующие диафрагмы, *5* — выходная диафрагма, *6* — каустики резонансного поля, *7* — модулирующие объемные резонаторы, *8* — выходной резонатор, *9* — коллектор отработанных электронов

клисторна и монотрона (см. рис. 2) получим слабонеоднородное поле открытого резонатора, эффективность взаимодействия которого с электронным потоком равна нулю.

Далее мы предположим, что диафрагмы достаточно тонки и можно пренебречь распределением амплитуд полей справа и слева от них, а отверстия в диафрагмах малы, вследствие чего переменное поле в них практически не проникает. В этих упрощающих приближениях из (7) после ряда преобразований, аналогичных расчетам в клистронном случае, получаем, что гармонический состав конвекционного тока сгруппированного потока электронов вблизи выходной диафрагмы *5* имеет следующий вид:

$$I_m = I_0 \sum_{\{q_i\}=-\infty}^{8} J_{q_{n-1}}(mX_{n-1,n})\, J_{q_{n-2}}(mX_{n-2,n} + q_{n-1}X_{n-2,n-1}) \cdot \ldots$$
$$\ldots J_{q_1}(mX_{1n} + q_{n-1}X_{1,n-1} + q_{n-2}X_{1,n-2} + \ldots + q_2X_{12}) \times$$
$$\times \exp\{j\omega(q_1T_{1n} + q_2T_{2n} + \ldots + q_{n-1}T_{n-1,n})\}, \qquad (13)$$

где индексы суммирования таковы, что $\sum_{i=1}^{n-1} q_i = m$, $X_{ij} \equiv \frac{1}{2}\, {}^i\xi^i M_0 \theta_{0ij}$ — параметр группировки в зазоре между i-й и j-й диафрагмами, ${}^i\xi$ — коэффициент «использования напряжения» на i-й диафрагме, равный

$E_i{}^i d/U_0$, E_i — амплитуда напряженности поля около i-й диафрагмы, ${}^i d$ — ее толщина, ${}^i M_0 \equiv \sin({}^i\theta_0/2)/({}^i\theta_0/2)$, ${}^i\theta_0 \equiv \omega^i d/v_0$, T_{ij}, θ_{0ij} — время и угол невозмущенного пролета от i-й до j-й диафрагмы.

Сравнивая спектры тока (12) с (13), видим, что оба выражения фактически совпадают друг с другом с точностью до переобозначения индексов суммирования ($q_{n-i} = -p_i$). Это означает, что в линейном приближении группирователи взаимно дополнительных каскадного монотрона и многорезонаторного клистрона обеспечивают одинаковую степень компрессии и форму электронного сгустка.

И наконец, используя развитую в [10, 17] теорию отбора энергии у промодулированного электронного потока полем открытого резонатора со ступенькой амплитуды, рассчитаем электронный КПД η_n:

$$\eta_n = \mathrm{Re}\left(2\varepsilon_n \sqrt{1 - \frac{1}{2}\varepsilon_n^2 i_1 - \frac{1}{2}\varepsilon_n^2 i_2}\right)$$

и пусковой ток I_{start} каскадного монотрона:

$$I_{\mathrm{start}} = \left(U_0 \varkappa_n^2 \sum_{i=1}^{n-1} \gamma_i \theta_{0in} \cos\theta_{0in}\right)^{-1}.$$

Здесь $\varepsilon_n \equiv (e_0/m_0)E_n/(\omega v_0)$ — амплитуда напряженности переменного поля у выходной диафрагмы; i_1, i_2 — нормированные на I_0 амплитуды $+1$-й и $+2$-й гармоник конвекционного тока, определяемые из (13); $\varkappa_n$ — электродинамический параметр, пропорциональный добротности резонатора, связывающий амплитуду ε_n с мощностью P возбуждающего сигнала: $\varepsilon_n = \varkappa_n \sqrt{P}$; γ_i — отношение нормированной амплитуды поля на i-й диафрагме к ε_n.

Анализ выражений для η_n и I_{start} показывает, что отбор энергии в каскадном монотроне происходит от 1-й и 2-й гармоник конвекционного тока потока, при этом возможности каскадного формирования оптимального сгустка и повышения за счет этого КПД электронного потока сходны со случаем n-резонаторного клистрона. В дополнение к этому возможно некоторое повышение (на 5—8%) эффективности энергоотбора из потока вследствие общего притормаживания электронов в адиабатически медленно нарастающем переменном поле у выходной диафрагмы *5* (см. рис. 2). Кроме того, в каскадном монотроне при правильном взаимном расположении модулирующих диафрагм достигается значительное снижение стартового тока генерации: так, например, для $\gamma_i = \gamma_1$, $\theta_{0in} \approx \theta_{01n}$, $\cos\theta_{0in} \approx 1$, $i = 1, \ldots, n-1$, из последнего выражения следует, что I_{start} уменьшается в $n-1$ раз в сравнении с однозазорным монотроном [18].

Заключение

Рассмотренный в данной работе процесс продольного взаимодействия многозазорного разночастотного переменного электрического поля с электронным потоком включает в себя как классическую монотронную и каскадную клистронную модуляцию и группировку электронов, так и не рассматривавшиеся ранее аналогичные процессы в каскадном монотроне. По этой причине описанное дискретное взаимодействие электронов и поля возможно трактовать как объединение или обобщение клистронного и монотронного механизмов модуляции, группировки и энергоотбора. При этом под «дискретностью» управления потоком следует понимать главенствующую роль в нем сравнительно малых (порядка λ_e) областей достаточно резкого пространственного изменения поля, в которых нарушается адиабатичность продольного распределения амплитуды. В этом случае, в отличие от длительного взаимодействия типа ЛБВ, ЛОВ, генератора дифракционного излучения и т. д., вся картина группировки электронов в сгустки задается на межзазорных сетках или диафрагмах с отверстиями и в линейном приближении не зависит от присутствия и формы распределения амплитуды переменного поля в самих модулирующих зазорах.

Рассмотренная каскадная группировка электронов потока в переменном поле представляет, по-видимому, наибольший интерес в электронных устройствах миллиметровых и более коротких длин волн. В этих диапазонах уже затруднительна реализация классической клистронной электродинамической системы, в которой узкие модулирующие зазоры чередуются с областями дрейфа электронов, и более естественна структура поля противоположного характера: протяженные, в смысле большого значения угла пролета, участки пространства, заполненные переменным полем открытой резонансной структуры, чередуются с малыми областями фазовой модуляции электронного потока, создаваемыми достаточно тонкими металлическими или диэлектрическими диафрагмами, слабо возмущающими поле структуры в целом. Кроме того, такая организация электродинамической системы позволяет относительно просто использовать широкие или многолучевые электронные потоки и увеличить тем самым мощность выходного сигнала создаваемых электронных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Гапонов А. В., Миллер М. А.//ЖЭТФ. 1958. 34, № 1. С. 242. [2] Миллер М. А.//Изв. вузов, Радиофизика. 1958, 1, № 3. С. 110. [3] Канавец В. И., Теребилов А.В.//Тез. докл. IV Всесоюз. семин. «Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках». М., 1984. С. 104. [4] Ермолаев М. В., Канавец В. И., Теребилов А. В., Черепенин В. А.//Радиотехн. и электроника. 1986. 31, № 11. С. 2241. [5] Теребилов А. В.//Тез. докл. X Всесоюз. науч. конф. «Электроника СВЧ». Минск, 1983. Т. 1. С. 22. [6] Алексеев Ю. К., Костиенко А. И.//Изв. вузов, Радиофизика. 1986. 29, № 10. С. 1223. [7] Алексеев Ю. К., Афонин Д. Г., Костиенко А. И.//Тез. докл. X Всесоюз. науч. конф. «Электроника СВЧ». Минск, 1983. Т. 1. С. 219. [8] Костиенко А. И., Алексеев Ю. К., Афонин Д. Г. и др. Деп. ВИНИТИ № 2933 от 01.06.83. М., 1983. [9] Алексеев Ю. К., Костиенко А. И.//Изв. вузов, Радиофизика. 1988. 31, № 1. С. 120. [10] Алексеев Ю. К., Костиенко А. И.//Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1987. № 6. С. 3; № 10. С. 15. [11] Алексеев Ю. К.// //ЖТФ. 1991. 61, № 10. С. 19. [12] Соколов О. Н., Штыров А. И.//Радиотехн. и электроника. 1966. 11, № 6. С. 1092. [13] Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., 1970. [14] Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., 1979. С. 184. [15] Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М., 1953. [16] Шевчик В. Н. Основы электроники СВЧ. М. 1959. [17] Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. Деп. ВИНИТИ № 2464 от 12.04.84. М., 1984. [18] Алексеев Ю. К., Негирев А. А., Романуша Е. И. Деп. ВИНИТИ № 448 от 24.02.93. М., 1993.

Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физика. Астрономия. 1994. Т. 35, № 4

УДК 621.385.6

МОДЫ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА СОГЛАСОВАННЫХ ВОЛНОВОДАХ

В. И. Канавец

Обсуждаются физика получения «горячих» мод колебаний согласованной на концах волноведущей электродинамической системы с потоком; проблемы реализации мод генератора на связанных волнах в областях частот, соответствующих кру-