

Г. А. Алексеев, Л. В. Стулова

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: milv@ire.kharkov.ua

ЭСТАФЕТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПРИБОРАХ СВЧ

Обзорная работа посвящена изучению особенностей коллективного взаимодействия распределенных сгустков, пересекающих пространственно-сосредоточенный слой СВЧ-поля, при кратковременном взаимодействии отдельных электронов с поперечной компонентой поля бегущей пространственной гармонике. Показано, что при условии синхронизма перемещения области кратковременного взаимодействия и фазовой скорости гармонике интенсивность когерентного коллективного взаимодействия максимальна. Качественно этот режим соответствует эстафетному взаимодействию электронного сгустка и бегущей гармонике ВЧ-поля. Актуальность задачи определяется необходимостью поиска новых механизмов взаимодействия и новых конструктивных решений для вакуумных СВЧ-генераторов. Сделан вывод, о возможности создания приборов, в которых учитывается коллективное эстафетное взаимодействие распределенных сгустков и бегущей волны электродинамической системы с повышенной выходной мощностью генерации. Ил. 8. Библиогр.: 32 назв.

Ключевые слова: «радиозайчик», кратковременное взаимодействие электронов с полем пространственной гармонике, когерентное коллективное взаимодействие электронов предварительно сгруппированного сгустка с ВЧ-полем.

Идея когерентного (синфазного) сложения быстрых пространственно-временных гармоник СВЧ-поля при кратковременном излучении (или взаимодействии) движущихся электронов была предложена в работе [1]. По физическому принципу кратковременное эстафетное излучение может быть тормозным [1], переходным, черенковским, дифракционным и любым другим. Кратковременное эстафетное взаимодействие предполлагает наличие в конструкции элементов резонансных или волноведущих структур и использование широких (распределенных), предварительно сгруппированных, листовых электронных потоков. Приборы такого типа могут быть названы клистроны бегущей волны с распределенным взаимодействием. От известных клистронов бегущей волны с распределенным взаимодействием [2, 3] они отличаются тем, что используют кратковременное взаимодействие электронов с ВЧ-полем, в то время как в первых используется длительное взаимодействие О-типа с полями распределенных резонаторов. Область кратковременного излучения (или взаимодействия) при этом образуется пересечением сгруппированного распределенного электронного потока с областью ВЧ-поля и может перемещаться в определенном направлении с произвольной (в том числе релятивистской) скоростью. На начальном этапе исследований таких сверхсветовых образований использовался термин «зайчик» (англ. – *hare*). По аналогии со сверхсветовыми источниками излучения применительно к вакуумным приборам СВЧ использовался термин «электронный зайчик» ([4–7] и обзор [8]).

Электронный «зайчик» – это фиктивный (мнимый) излучатель, сосредоточенный в узком интервале пространства, который может перемещаться с произвольной скоростью, включая сверхсветовую, в определенном направлении.

Реализация «радиозайчика» в вакуумных СВЧ-приборах открывает возможность взаимо-

действия движущихся электронов с незамедленными (быстрыми) пространственными гармониками СВЧ-поля. Впоследствии возник термин «эстафетное взаимодействие», отражающий идею использования электронного зайчика [12–14].

Эксперименты в этом направлении были описаны в работах [9–11], а конструкция генератора запатентована в работе [12]. Обсуждалась возможность использования эстафетного взаимодействия электронных потоков для создания источников миллиметровых (мм) и субмиллиметровых (субмм) волн [13–14], однако реальные источники СВЧ-колебаний не были созданы. В последнее время интерес к этой тематике возрождается [15, 16]. Целью настоящей работы является привлечение внимания радиоинженеров к механизму эстафетного взаимодействия.

1. Принцип эстафетной передачи высокочастотной энергии. Особенности когерентного коллективного излучения электронных потоков, пересекающих плоскопараллельный (бесконечно тонкий) слой тормозящего электрического поля, как было отмечено, были рассмотрены в работе [1]. Для частного случая, когда точка наблюдения $N(x, y, z)$ расположена в плоскости $x = 0$, поверхность когерентного тормозного излучения представлена на рис. 1.

Реальный электронный предварительно сгруппированный сгусток, создающий когерентное коллективное излучение, должен быть близок по форме к какой-либо части поверхности когерентного излучения, рассчитанной в работе [1]. При расположении точки наблюдения в дальней зоне, как видно из рис. 1, это должен быть наклонно падающий на слой излучения бесконечно тонкий линейный ленточный электронный сгусток. Пересечение такого электронного сгустка с плоскопараллельным пространством кратковременного тормозного излучения и образует «радиозайчик». Реальные, предварительно сгруп-

пированные, электронные сгустки, естественно, имеют конечные размеры в направлении движения и в поперечном направлении (рис. 2).

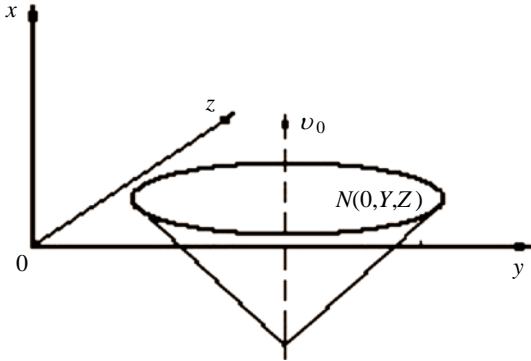


Рис. 1. Поверхность когерентного тормозного излучения при расположении точки наблюдения в плоскости $x = 0$

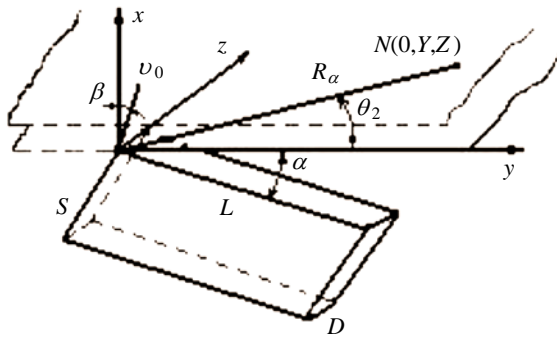


Рис. 2. Схема движения электронного сгустка, пересекающего слой тормозящего электрического поля

Диаграмма направленности когерентного тормозного излучения такого сгустка в плоскости $x = 0$ в слое с тормозящим электрическим полем ($E_x = E_0$; $E_y = E_z = 0$) для случая $\alpha = \beta$ (скорость движения сгустка v_0 ортогональна одной из граней) и $\sin \alpha = v_0/c$ представлена на рис. 3.

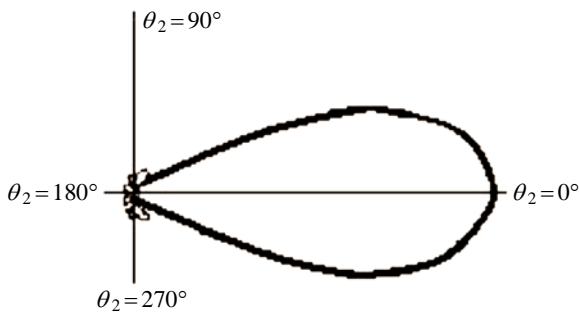


Рис. 3. Диаграмма направленности коллективного тормозного излучения электронного сгустка в плоскости $x = 0$ при $\Theta_{2L} = 0$

На рис. 1–3 приняты обозначения: \bar{v} – скорость движения сгустка на входе в пространство излучения; β – угол, определяющий

направление скорости относительно оси x ; α – угол падения сгустка относительно оси y ; L, S, D – размеры сгустка; θ_2 – угол, определяющий направление вектора Умова-Пойнтинга; $\Theta_{2L}, \Theta_{2S}, \Theta_{2D}$ – углы наклона граней сгустка ($\cos \Theta_{2L}, \cos \Theta_{2S}, \cos \Theta_{2D}$ – направляющие косинусы точки наблюдения). Условиями когерентного тормозного излучения наклонно падающих плоскопараллельных электронных слоев являются:

$$1 - \frac{v_0 \cos(\alpha - \beta)}{c \sin \alpha} \cos \Theta_{2L} = 0; \quad (1.1)$$

$$1 - \frac{v_0 \sin(\alpha - \beta)}{c \cos \alpha} \cos \Theta_{2S} = 0; \quad (1.2)$$

$$\sin \Theta_{2D} = 0. \quad (1.3)$$

Одновременное выполнение условий (1.1.) и (1.2) для какого-либо направления на точку наблюдения Θ_2 невозможно вследствие их несовместности. Если условие (1.1) выполняется при $\Theta_{2L} = 0$ или условие (1.2) выполняется при $\Theta_{2S} = \pi$, то при этом выполняется условие (1.3), т. е. обеспечивается когерентность излучения и по размеру D . Таким образом, два размера сгустка (L и D или S и D) могут быть выбраны сколь угодно большими без нарушения когерентности. Если одновременно третий размер сгустка достаточно мал (например, $S \ll 2v_0 \cos \beta / n \Omega \cos \alpha$ или $L \ll 2v_0 \cos \beta / n \Omega \sin \alpha$, где Ω – частота следования электронных сгустков через пространство торможения), то весь объем сгустка будет излучать когерентно.

Из рис. 3 видно, что мощность эстафетного коллективного тормозного излучения (в направлении когерентного излучения) может на несколько порядков превышать мощность излучения дискретного электронного заряда.

2. Эстафетное взаимодействие в приборах О-типа. Естественно, что идея эстафетной передачи высокочастотной энергии может быть перенесена на случай коллективного кратковременного взаимодействия наклонно падающих электронных сгустков с поперечной компонентой СВЧ-поля. Использование принципа эстафетного взаимодействия с СВЧ-полем предполагает наличие предварительно промодулированного, создающего протяженные электронные сгустки, электронного потока. Схема эстафетного взаимодействия промодулированного ленточного электронного потока с поперечной компонентой поля пространственной гармонике периодической структуры, расположенной в открытом резонаторе при наклонном падении электронных уплотнений, представлена на рис. 4.

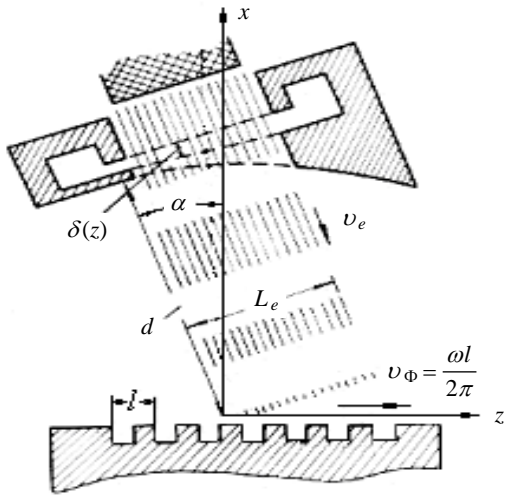


Рис. 4. Схема генератора СВЧ-колебаний с эстафетным взаимодействием промодулированного ленточного электронного потока с поперечной компонентой поля пространственной гармоники периодической структуры, расположенной в открытом резонаторе

Конструкция генератора СВЧ-колебаний с эстафетным взаимодействием запатентована [12]. Теория эстафетного взаимодействия промодулированного падающего ленточного электронного потока с поперечной компонентой поля периодической структуры предложена в работах [17, 18]. Пренебрегая несинхронными пространственными гармониками, фазовая скорость которых отличается от скорости движения «зайчика», при учете поперечной компоненты поля 1-й пространственной гармоники собственного колебания резонатора в виде

$$E_{lx}^0 = -\frac{2\beta}{h} e^{-hx} \sin(\beta z + \psi_0), \quad (2.1)$$

где l, h – период и глубина lamelley замедляющей системы, для амплитуды R_0 и частоты ω_0 стационарных колебаний генератора в рамках кинематического подхода при оптимальном фазовом сдвиге ($\psi_0 = \omega d/v_e + \pi/2$) получены [10, 17, 18] соотношения:

$$R_0 = \frac{Q}{\pi N} \iint \vec{i} \vec{E}^0 \cos \omega t dV dt \approx DI_1(X_1); \quad (2.2)$$

$$\omega_0 = \omega' + \Delta\omega_0,$$

$$\Delta\omega_0 = \frac{\omega'}{2\pi NR_0} \iint \vec{i} \vec{E}^0 \sin \omega t dV dt \approx \frac{(\omega')^2}{2Qh\nu_e}, \quad (2.3)$$

где
$$D = \frac{2QI_0}{\omega' N} \frac{\sin(\beta\rho L_e/\cos\varphi)}{\rho L_e} \frac{\cos\varphi}{h^2 + \left(\frac{\omega'}{\nu_e} \cos\varphi\right)^2};$$

$X_1 = bR_0$ – параметр группировки электронов крайнего частичного слоя ленточного пучка в

плоскости периодической структуры; $b = \frac{k\nu_e}{U_0\omega_p\delta} \times \sin \frac{\omega'\delta}{2\nu_e} \sin \frac{\omega_p d}{\nu_e}$; $\rho = 1 - \frac{\omega' l \sin\varphi}{2\pi\nu_e}$ – параметр рас- синхронизма; ω_p – плазменная частота; d – протяженность области дрейфа крайнего частичного слоя пучка; N – норма собственного колебания резонансной системы, характеризующая запасенную энергию; Q – нагруженная добротность; δ – ширина модулирующего зазора; I_0 – полный ток пучка; L_e – ширина пучка; $I_1(X_1)$ – модифицированная функция Бесселя.

Зависимость амплитуды стационарных колебаний генератора от параметров задачи определяется решением трансцендентного уравнения (2.2). В переменных bR_0, bD эта зависимость приведена на рис. 5. Из соотношения (2.3) следует, что рассматриваемый генератор с эстафетным взаимодействием является изохронным, так как частота колебаний в нем не зависит от амплитуды.

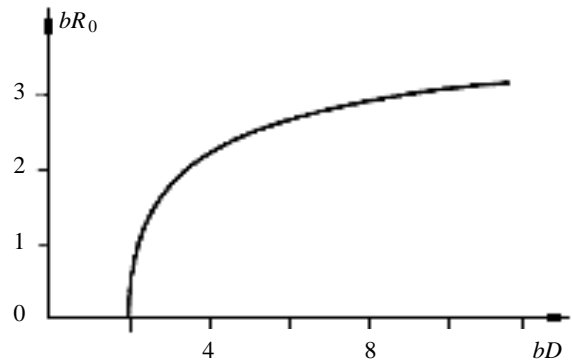


Рис. 5. Зависимость стационарной амплитуды колебаний от параметра взаимодействия

Кривые оптимальной геометрии модулирующего зазора, при которой амплитуда тока сохраняется постоянной вдоль периодической структуры, представлены на рис. 6 при различных значениях параметра $\omega'\delta_0/\nu_e$ (0,5; 1; 2).

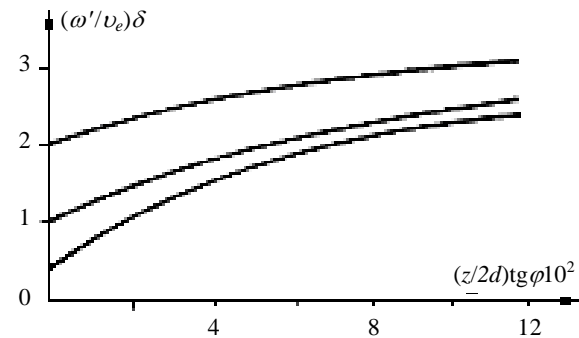


Рис. 6. Кривые оптимальной геометрии модулирующего зазора

Условием когерентного коллективного (эстафетного) взаимодействия, как было указано, является равенство фазовой скорости движения пространственной гармоники и скорости движения точки пересечения электронных уплотнений с периодической структурой ($v_\phi = v_e / \sin \varphi$).

3. Эстафетное взаимодействие в поперечном магнитном поле. Случай создания и движения электронного «зайчика» при расположении электродинамической структуры в поперечном магнитном поле был предложен и проанализирован в работах [19–21]. Схематическое изображение плоской модели усилителя клистронного типа с ленточным электронным потоком при наличии поперечного статического магнитного поля в пространстве дрейфа представлено на рис. 7.

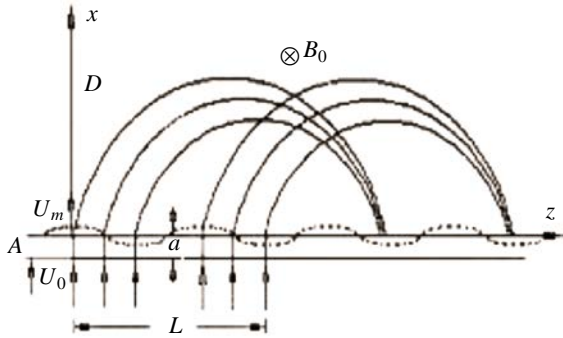


Рис. 7. Схематическое изображение плоской модели усилителя клистронного типа с ленточным электронным потоком при наличии поперечного статического магнитного поля в пространстве дрейфа

Теоретическое исследование коллективного (эстафетного) взаимодействия широкого ленточного электронного потока с бегущей пространственной гармоникой поля при наличии в пространстве дрейфа поперечного статического магнитного поля проведено в работах [20, 21]. Была проанализирована возможность создания высокочастотных приборов типа клистрона бегущей волны, использующих пространственно-распределенную модуляцию скорости электронов с последующей динамической фокусировкой в пространстве дрейфа.

Буква *A* на рис. 7 обозначает волноведущую систему с щелью, осуществляющую модуляцию электронного потока по скорости и отбор энергии от электронов (участок взаимодействия). Буква *D* обозначает область дрейфа ($x \geq 0$), в которой действует поперечное (в направлении *y*) магнитное поле B_0 . Сплошные линии изображают «статические» траектории отдельных электронов в пространстве дрейфа. Протяженная электронная пушка формирует на входе в область взаимодействия $-a \leq x \leq 0$ моноскоростной (со

скоростью v_0) ленточный электронный поток шириной L . Переменное электрическое поле в пространстве взаимодействия описывается бегущей в направлении *z* со скоростью v_ϕ волной

$$\tilde{E} = \tilde{E}_z = E_{0z} e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (3.1)$$

с амплитудой E_0 , частотой ω , фазовой постоянной $\beta = \omega/v_\phi$. Штриховая линия на рис. 7 соответствует изменению амплитуды электрического поля бегущей гармоники в определенный момент времени влета электронов, траектории которых приведены на рис. 7. При этом статическое магнитное поле B_0 является «отражателем», обеспечивающим (по аналогии с отражательным клистроном) возвращение электронов потока в высокочастотный зазор.

Пространственно-распределенная модуляция электронов по скорости в высокочастотном промежутке осуществляется бегущей гармоникой электромагнитного поля. Группирование электронов в области дрейфа (динамическая фокусировка траекторий) происходит за счет магнитного поля, обеспечивающего возвращение электронов в волноведущую систему. Эффект модуляции потока по скорости поперечной бегущей компонентой \tilde{E}_x описывается в линейном приближении соотношением [22]

$$\tilde{v}_m(z_1, t_1) = v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin \left(\beta z_1 - \omega t_1 + \frac{\varphi_0}{2} \right) \right], \quad (3.2)$$

где \tilde{v}_m – скорость электронов на входе в пространство дрейфа (после модуляции); $\varphi_0 = \omega a/v_0$ – угол пролета электронов через высокочастотный промежуток; $M = \frac{\sin \varphi_0/2}{\varphi_0/2}$ – параметр эффективности модуляции; $\xi = 2|e|E_0 d/mv_0^2 \ll 1$ – безразмерная (нормированная) амплитуда поля; z_1, t_1 – координата и время влета отдельного электрона в пространство модуляции при условии $0 \leq z_1 \leq L; 0 \leq \omega t_1 \leq 2\pi$.

При наличии поперечного статического магнитного поля B_0 пространственно-распределенная модуляция скорости сопровождается группированием электронных траекторий вблизи невозмущенных и образованием в фокусе ленточного пучка электронных уплотнений (виртуальных ступков), местоположение которых перемещается с фазовой скоростью волны в направлении *z*. При кратковременном взаимодействии этих уплотнений с высокочастотным полем волноведущей системы на выходном участке в тормозящей фазе кинетическая энергия электронов передается поперечной компоненте поля.

Скорость электронов в точке возвращения z_L в пространство взаимодействия в момент t_L равна

$$\begin{aligned} \tilde{v}_L &= \tilde{v}_L(z_L, t_L) = \\ &= -v_0 \left[1 + \frac{1}{2} \xi M \sin \left(\beta z_1 - \omega t_1 + \frac{\varphi_0}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Как следует из соотношения для M , эффективность модуляции потока по скорости диодным промежутком максимальна при $\varphi_0 = 0$ и снижается с ростом угла пролета. Средняя за период мощность взаимодействия, затрачиваемая на модуляцию при условии $0 < \varphi_0 < 2\pi$, равна [22]

$$P_{\perp} = \bar{P} = \frac{1}{4} P_0 \xi^2 \frac{2(1 - \cos \varphi_0) - \varphi_0 \sin \varphi_0}{\varphi_0^2}, \quad (3.4)$$

где P_0 – мощность невозмущенного электронного луча. Для упрощения в дальнейшем полагаем $\varphi_0 = 0$ ($M = 1$).

Оценку плотности поперечного сгруппированного тока можно получить из двумерного закона сохранения заряда

$$j_0(z_1, t_1) dt_1 dz_1 = j(z_L, t_L) dt_L dz_L, \quad (3.5)$$

где $j_0(x_1, t_1) = j_0$ – плотность тока невозмущенного потока. Из (3.5), учитывая, что $\frac{dt_L}{dt_1} \approx 1$;

$$\begin{aligned} \frac{dz_L}{dx_1} &= 1 + \frac{1}{2} \frac{\beta \xi M v_0}{\omega_H} \times \\ &\times (1 - \cos \omega_H (t_L - t_1)) \cos \left(\beta z_1 - \omega t_1 + \frac{\varphi_0}{2} \right), \end{aligned}$$

где ω_H – циклотронная частота, т. е. пренебрегая временной модуляцией скорости, можно получить приближенное соотношение для сгруппированного в плоскости $x = 0$ тока

$$\begin{aligned} j(z_L, t_L) &\approx j_0 \frac{\partial z_1}{\partial z_L} \frac{\partial t_1}{\partial t_L} \approx j_0 \frac{1}{dt_L/dt_1 \cdot dz_L/dz_1} = \\ &= j_0 \frac{1}{1 + \frac{\beta \xi M v_0}{\omega_H} \cos \left(\beta z_1 - \omega t_1 + \frac{\varphi_0}{2} \right)}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Из (3.6) видно, что переменная составляющая тока обусловлена только пространственно-распределенной модуляцией скорости электронов.

Влияние эффекта группирования на среднюю за период локальную мощность взаимодействия гармоники (3.1) с поперечной компонентой сгруппированного тока можно оценить в линейном приближении для режима заданного тока (3.5). В этом случае

$$P_{\parallel} = \frac{1}{2} j \tilde{E}_x^* \approx -\frac{\beta \xi^2 M v_0}{4d |e| \omega_H} P_0 \cos \left(\frac{\varphi_0}{2} + \theta_0 \right), \quad (3.7)$$

где θ_0 – фазовый сдвиг бегущей гармоники поля за время движения электронов в пространстве дрейфа. Из (3.7) следует, что эффект группирования сопровождается появлением мощности взаимодействия с отрицательным знаком при оптимальном фазовом сдвиге $\frac{\varphi_0}{2} + \theta_0 = 2\pi n$, когда электроны, образующие поперечную компоненту сгруппированного тока, попадают в тормозящую фазу поля. Сравнение соотношений (3.7) и (3.4) показывает, что даже при неоптимальном для взаимодействия в канале угле пролета мощность взаимодействия за счет предварительной модуляции и динамической фокусировки может обеспечить режим автомодуляции. Оптимальными для взаимодействия заданного поля (3.1) с заданным током (3.6) являются нулевые углы пролета при фазовом сдвиге $\theta_0 = 2\pi n$.

Проведя разложение функции (3.6) по пространственным гармоникам в движущейся системе координат при выполнении соотношений (3.7) для стационарного тока получим

$$\begin{aligned} j(z_L, t_L) &= j_0 + 2j_0 \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nX) (-1)^n \cos n(\omega t_L - \beta_n z_L - \varphi_0), \end{aligned} \quad (3.8)$$

где $J_n(nX)$ – функции Бесселя; $X = \xi M \frac{\omega}{\omega_H} \frac{v_0}{v_{\Phi}}$.

Для амплитуды 1-й бегущей пространственной гармоники поперечного тока из (3.8) следует

$$\begin{aligned} j_1(z_L, t_L) / \cos(\beta_1 z_L - \omega t_L) &\approx \\ &\approx j_0 J_1 \left(\xi M \frac{\omega}{\omega_H} \frac{v_0}{v_{\Phi}} \right), \end{aligned} \quad (3.9)$$

где $J_1(X)$ – функция Бесселя первого порядка.

Из (3.9) видно, что эффективность синхронного (эстафетного) взаимодействия определяется параметром эффективности модуляции скорости, соотношением частот (несущей и циклотронной) и соотношением скоростей невозмущенного потока и поля. Соотношение скоростей v_0, v_{Φ} , как следует из (3.9), может быть произвольным. Оптимальные для группирования и эстафетного взаимодействия условия в линейном и нелинейном режимах были проанализированы. Из анализа мощности взаимодействия в режиме заданного тока в линейном приближении следует, что при малом угле пролета $\varphi_0 \sim 0$ мощность взаимодействия за счет предварительной модуляции и динамической фокусировки может быть достаточно высокой.

Зависимости амплитуды 1-й гармоники сгруппированного поперечного тока от соотношения скоростей при разных соотношениях частот, рассчитанные в работе [18], представлены на рис. 8 при значении магнитного поля $B_0 = 1\,070$ Гс и различных, характерных для приборов см диапазона, соотношениях частот: $\frac{\omega}{\omega_H} = 1$ – сплошная кривая ($\lambda = 10$ см); $\frac{\omega}{\omega_H} = 2,5$ – штриховая ($\lambda = 4$ см); $\frac{\omega}{\omega_H} = 3,3$ – штрихпунктирная ($\lambda = 3$ см); $\frac{\omega}{\omega_H} = 5$ – точечная ($\lambda = 2$ см).

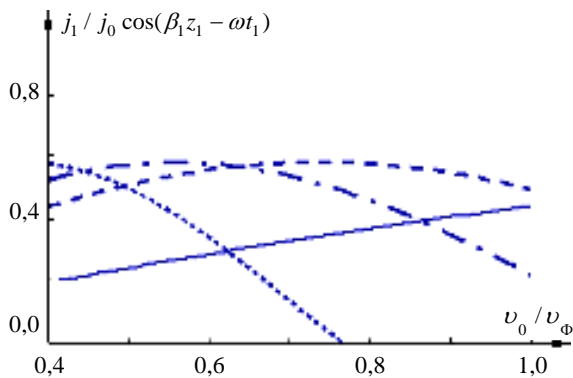


Рис. 8. Зависимости амплитуды 1-й гармоники сгруппированного поперечного тока от соотношения скоростей при различных соотношениях частот

Из рис. 8 видно, что при $\frac{\omega}{\omega_H} = 3,3$ оптимальным значением параметра v_0/v_Φ является 0,56.

Из (3.7) следует, что взаимодействие основных пространственных гармоник поля и тока на выходном участке зависит от фазового сдвига θ_0 и является оптимальным при $\theta_0 = \pi n$, когда уплотнения заряда (виртуальные сгустки) попадают в тормозящую фазу поля.

Коллективное (эстафетное) взаимодействие в оптимальном режиме ($\varphi_0 = 0$, $\theta_0 = \pi n$) определяется соотношением

$$P_L \approx P_L^0 \xi J_1 \left(\xi M \frac{\omega}{\omega_H} \frac{v_0}{v_\Phi} \right), \quad (3.10)$$

где P_L^0 – мощность невозмущенного ленточного потока. Следовательно, в рассмотренной постановке задачи оптимальным для эстафетного взаимодействия является значение параметра

$$\xi M \frac{\omega}{\omega_H} \frac{v_0}{v_\Phi} = 1,84.$$

Результатом проведенного теоретического исследования является подтверждение воз-

можности использования предложенного в работах [19, 20] механизма группирования электронного ленточного потока в поперечном магнитном поле для создания эффективных источников колебаний коротковолнового диапазона с кратковременным распределенным коллективным взаимодействием.

4. Эстафетное взаимодействие в приборах типа «клинотрон».

Эстафетное взаимодействие, как было сказано, предполагает использование протяженных, предварительно сгруппированных электронных сгустков и взаимодействие их с поперечной (относительно направления движения волны) компонентой поля. Известно, что поперечное движение электронов в приборах типа ЛБВО, вызываемое действием поперечной компоненты поля периодической структуры, оказывает существенное влияние на взаимодействие электронного потока с продольной компонентой поля периодической структуры [21–28] вследствие эффекта автоселекции электронов [29–31]. Особенно важен учет поперечных движений электронов в приборах типа «клинотрон» с наклонно падающим на периодическую структуру электронным лучем [23–25]. Повышение эффективности взаимодействия с СВЧ-полем в клинотроне объясняется, как правило, попаданием электронного луча в область более сильного поля пространственной синхронной гармоники. Взаимодействие с поперечной компонентой поля, имеющее признаки эстафетного взаимодействия, вследствие малости при этом не учитывается. В этом разделе проводится сравнительный анализ мощности взаимодействия электронов с продольной компонентой поля синхронной пространственной гармоники с учетом влияния поперечных динамических смещений электронов, обусловленных действием поперечной компоненты поля, и мощности взаимодействия поперечной компоненты тока с поперечной компонентой поля.

Определяя компоненты поля соотношениями

$$\begin{aligned} E_x &= R e^{\beta(x-x_0)} \sin[\omega t - \beta(z-z_2)], \\ E_z &= R e^{\beta(x-x_0)} \cos[\omega t - \beta(z-z_2)], \end{aligned} \quad (4.1)$$

где $z_L - z_2$ – длина пространства взаимодействия,

в одночастотном и одноволновом приближении в рамках качественной полуаналитической теории, использующей приближение заданного поля и заданного гармонизированного движения, для динамических смещений электронов в пространстве взаимодействия и компонент мощности взаимодействия электронного потока с полем попутной «синхронной» гармоники получены соотношения [29–32]

$$\tilde{x} \approx \frac{iE}{2U_0} \frac{2\beta_c e^{iZ} + (\beta_e - \beta - \beta_c) e^{-i\beta_c z} - (\beta_e - \beta + \beta_c) e^{i\beta_c z}}{2\beta_c (\beta_e - \beta - \beta_c)(\beta_e - \beta + \beta_c)} e^{i\tau}; \quad (4.2)$$

$$\tilde{z} = -\frac{E}{2U_0} \frac{e^{iZ} - iZ - 1}{(\beta_e - \beta)^2} e^{i\tau}, \quad (4.3)$$

$$P_{\parallel} = \frac{I_0}{2\pi} \int_0^L \int_0^{2\pi} E_z d\tau dz = -\frac{P_0}{\pi N_0} \xi F_{\parallel};$$

$$F_{\parallel} = -\frac{1}{2\pi\Phi_0} \int_0^{\Phi_0} \int_0^{2\pi} \exp\left[-\xi \frac{A_2 \sin(\tau - \psi_2)}{\Phi_0^2 - \varphi_c^2}\right] \cos\left[\tau + Z + \frac{\xi}{\Phi_0^2} A_0 \sin(\tau - \psi_0)\right] d\tau dZ =$$

$$= \frac{1}{\Phi_0} \operatorname{Re} \int_0^{\Phi_0} \left[\frac{\beta}{(b-p)^2 + q^2} \right]^{1/2} I_1(\sqrt{C}) \exp[i(Z + \psi_0)] dZ; \quad (4.4)$$

$$P_{\perp} = \frac{\rho_0 \nu_0}{2\pi} \int_{z_2}^{z_1} \int_0^{2\pi} \frac{\dot{x}}{z} E_x d\tau dz, \quad (4.5)$$

где $\xi = \pi N_0 E L / U_0$ – нормированная (безразмерная) амплитуда поля на уровне влета луча в пространство взаимодействия; I_0, P_0 – постоянные ток и мощность луча; $N_0 = L/l$; L, l – длина и период дифракционной решетки; $\beta = \frac{\omega}{\nu_\phi} = \frac{2\pi}{l}$;

$\beta_e = \frac{\omega}{\nu_e}$; $\beta_c = \frac{\omega_c}{\nu_e}$; $\omega_c = \frac{e}{m} B_0$; B_0 – индукция фокусирующего магнитного поля; $\Phi_0 = (\beta_e - \beta)L$; $\varphi_c = \beta_c L$ – циклотронный угол пролета; I_1 – модифицированная функция Бесселя первого порядка; $Z = (\beta_e - \beta)z$ и $\tau = \omega t_1$ – лагранжевы переменные; t_1 – момент влета в пространство взаимодействия; p, q, b, C – параметры, описанные в работе [29]. В режиме синхронизма ($\beta_e = \beta$) при отсутствии фокусирующего магнитного поля ($\beta_c = 0$) из (4.2) следует

$$\tilde{x} = \frac{E}{4U_0} z^2 \sin \tau. \quad (4.6)$$

Следовательно, механизм фазовой селекции электронов под действием поперечной компоненты поля заключается в том, что «правильнофазные» электроны, находящиеся вблизи фазы группировки сгустка ($\tau = 3\pi/2$), попадают в область более сильного поля пространственной гармоники, а неправильнофазные – в область более слабого.

В линейном приближении ($\xi/\Phi_0^2 \ll 1$) из (4.5) можно получить известные [32] соотношения, используемые в работах [26, 27] и отражающие аддитивный вклад в P_{\parallel} сгруппированного прямолинейного и негруппированного криво-

линейного (за счет фазовой автоселекции компонентой E_x) пучков. Из них, в частности, следует, что вклад «чисто поперечного» взаимодействия в линейном режиме положительнее при значениях угла пролета в интервале $-2\pi < \Phi_0 < 0$ (см. рис. III.5 в [32]), возрастает с уменьшением величины магнитного поля и становится соизмеримым с вкладом «чисто продольного» взаимодействия в случае $\varphi_0 = 0$. Увеличение φ_0 от 0 до 4π приводит к смещению максимума второго слагаемого в сторону больших (по абсолютной величине) значений Φ_0 . Использование терминов «чисто продольное» и «чисто поперечное» взаимодействие при этом является условным, так как в обоих случаях речь идет об энергетическом взаимодействии только с продольной компонентой поля. Мощность взаимодействия с поперечной компонентой P_{\perp} является величиной более высокого порядка малости, поскольку поперечный ток, вызываемый ею, синхронен с гармоникой поля. Проведенный анализ показывает, что при слабых фокусирующих магнитных полях автомодуляция потока по поперечным смещениям электронов может приводить к существенному повышению КПД и являться причиной гистерезисных явлений при перестройке генератора ускоряющим напряжением.

Легко убедиться в том, что усредненная мощность взаимодействия (4.5) поперечной компоненты поля и поперечного тока, возникающего вследствие фазовой автоселекции электронов, в резонансных генераторах типа ЛБВО равна нулю. В приборах клинотронного типа с наклоннопадающим на периодическую структуру электронным лучом, когда поперечное статическое смещение электронов луча определяется формулой

$x = x_0 - v_0(t - t_1) \sin \alpha$, где α – клинотронный угол (угол наклона электронного луча к периодической структуре), мощность взаимодействия P_{\perp} будет существовать даже при неучете динамических смещений.

В линейном режиме при малом угле α , полагая $x = x_0 - v_0 \sin \alpha(t - t_1)$, ($\tilde{x} = 0$);

$z = v_0 \cos \alpha(t - t_1)$, ($\tilde{z} = 0$); $v_0 \cos \alpha = v_{\Phi}$; $\tau = \frac{3\pi}{2}$,

из (4.5) получим

$$P_{\perp} = \frac{\rho_0 v_0}{\varphi_0} \int_0^{L\varphi_D} \int_0^{\frac{\dot{x}}{z}} E_x d\tau dz \approx \frac{R\rho_0 v_0 \sin \alpha}{\varphi_0} \times \int_0^{L\varphi_D} \int_0^{\frac{\dot{x}}{z}} (1 + \beta v_0(t - t_1) \sin \alpha) d\tau dz = \frac{RL\rho_0\varphi_D}{\omega}, \quad (4.7)$$

где $\varphi_D = \frac{\omega D}{v_0 \sin \alpha}$ – угол пролета электронов через

слой поля D со скоростью $v_e \sin \alpha$ при условии $\varphi_D < \frac{\omega(z_L - z_2)}{v_0 \cos \alpha}$. Из (4.7) следует, что вклад ком-

поненты мощности P_{\perp} в полную мощность взаимодействия является положительным и определяется условиями эстафетного взаимодействия ($v_{\Phi} = v_e / \sin \alpha$). В линейном режиме, естественно, этот вклад незначителен из-за малости угла α . Однако его существование отражает физическую особенность работы клинотрона как генератора с эстафетным взаимодействием.

Выводы. Рассмотрен оптимальный режим коллективного взаимодействия электронов с поперечной компонентой поля бегущей пространственной гармоники (эстафетное взаимодействие). Предложены и проанализированы схемы реализации эстафетного взаимодействия в постоянном электрическом тормозящем поле и в статическом поперечном магнитном поле.

Проведенные исследования позволяют надеяться, что вакуумные генераторы СВЧ-колебаний с широким ленточным электронным потоком и распределенным (эстафетным) взаимодействием будут созданы.

Библиографический список

1. Алексеев Г. А. Когерентное тормозное излучение протяженных электронных ступков / Г. А. Алексеев, П. В. Блюх // Изв. вузов. Радиофизика. – 1964. – 7, № 6. – С. 1064–1074.
2. Усилительные клистроны с распределенным взаимодействием / В. С. Андрушкевич, В. А. Вырский, Г. Ю. Гамаюнов, В. Н. Шевчик. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1977. – 152 с.
3. Lau Y. Y. Collective-Interaction Klystron / Y. Y. Lau // Phys. Rev. Lett. – 1984. – 53, N 4. – P. 395–398.
4. Тетельбаум С. І. Фазове фокусування при поперечній модуляції швидкості / С. І. Тетельбаум // Доп. АН УРСР. – 1955. – № 1. – С. 54–56.

5. Афанасьев С. Ф. Об излучении сверхсветовых источников в волноводе / С. Ф. Афанасьев, Б. М. Болотовский // Краткие сообщения по физике. – 1972. – № 10. – С. 29–32.
6. Кириченко А. Я. Возбуждение периодической структуры электронным «зайчиком» / А. Я. Кириченко // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1977. – № 10. – С. 926–928.
7. Алексеев Г. А. О сверхсветовом источнике / Г. А. Алексеев // VIII Междунар. Крым. конф. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'1998): материалы конф. – Севастополь, 1998. – С. 226.
8. Coleman P. D. State of the Art: Background and Recent Development Millimeter and Submillimeter Wave / P. D. Coleman // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – 1963. – 11, N 5. – P. 271–288.
9. Синхронное возбуждение волноведущих систем потоками электронов, движущихся под большим углом к направлению распространения волны / Г. А. Алексеев, А. Я. Кириченко, В. И. Михайлов и др. // II Всесоюз. симп. по приборам, технике и распространению мм и субмм волн: тез. докл. – Х., 1978. – С. 30–31.
10. Алексеев Г. А. Синхронное возбуждение основной гармоники поля периодической структуры падающим нерелятивистским потоком / Г. А. Алексеев, А. Я. Кириченко, В. И. Михайлов // Изв. вузов. Радиоэлектрон. – 1978 – 21, № 11. – С. 109–113.
11. Алексеев Г. А. О синхронном возбуждении основной гармоники поля периодической структуры падающим нерелятивистским потоком / Г. А. Алексеев, А. Я. Кириченко, В. И. Михайлов // VI Всесоюз. семинар. Колебательные явления в потоках заряженных частиц: тез. докл. – Л., 1977. – С. 79–82.
12. А. с. № 8801.57 СССР. Генератор СВЧ-колебаний / Г. А. Алексеев, А. Я. Кириченко, В. И. Михайлов, А. Г. Пивоварова. – № 28060078/18-21; 1981; Бюл. № 41.
13. Алексеев Г. А. О некоторых возможностях использования эстафетного взаимодействия электронных потоков для создания источников мм и субмм волн / Г. А. Алексеев, В. И. Михайлов // Тр. Ин-та радиофизики и электрон. АН УССР. – 1978. – 24. – С. 94–104.
14. Алексеев Г. А. Вопросы создания источников СВЧ-колебаний с эстафетным взаимодействием / Г. А. Алексеев, А. Я. Кириченко, В. И. Михайлов // III Всесоюз. симп. по приборам, технике и распространению мм и субмм волн: тез. докл. / Ин-т прикладной физики АН СССР. – Горький, 1980. – 1. – С. 3–4.
15. Болотовский Б. М. Излучение сверхсветовых источников в вакууме / Б. М. Болотовский, А. В. Серов // Успехи физ. наук. – 2005. – 175, № 9. – С. 943–975.
16. Лазарев Ю. Н. Генератор электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе сверхсветового источника / Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров // Журн. эксперим. теорет. физики, 1999. – 115, вып. 5. – С. 1689–1707.
17. Алексеев Г. А. К анализу генератора с эстафетным взаимодействием / Г. А. Алексеев // IX Всесоюз. конф. по электронике СВЧ: тез. докл. – К., 1979. – 1. – С. 252.
18. Алексеев Г. А. К теории резонансного генератора с эстафетным взаимодействием. / Г. А. Алексеев, В. И. Михайлов, А. Г. Пивоварова / Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. ин-т радиоэлектрон. – 1982. – Вып. 63. – С. 100–104.
19. Алексеев Г. А. О механизме группировки электронного потока в клистроне бегущей волны с поперечным магнитным полем / Г. А. Алексеев, А. Я. Кириченко, В. И. Михайлов // Тр. Ин-та радиофизики и электрон. АН УССР. – 1980. – 26. – С. 130–141.
20. Алексеев Г. А. Об эстафетном взаимодействии ленточного электронного потока с бегущей волной при наличии поперечного магнитного поля / Г. А. Алексеев, Л. В. Стулова // Радиофизика и электрон. – 2010. – 1(15), № 3. – С. 30–34.
21. Alexeev G. A. On relay-race interaction between strip electron beam and travelling wave in transverse magnetic field [Электронный ресурс] / G. A. Alexeev, L. V. Stulova // The 7th Intern. Kharkov symp. On physics and engineering of microwaves,

- millimeter and submillimeter waves (MSMW-2010). – Khar-kov, 2010. – D-11. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Загл. с этикетки диска.
22. Шевчик В. Н. Основы электроники сверхвысоких частот / В. Н. Шевчик. – М.: Сов. радио, 1950. – 307 с.
 23. Тенденции развития клинотронов миллиметрового диапазона длин волн / Е. Е. Лысенко, О. Ф. Пишко, В. Г. Чумак, С. А. Чурилова // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, спец. вып. – С. 315–320.
 24. Андрушкевич В. С. Нелинейная теория клинотрона / В. С. Андрушкевич, Ю. Г. Гамаюнов, Е. В. Патрушева // Радиотехника и электрон. – 2010. – 55, № 3. – С. 355–361.
 25. Андрушкевич В. С. Нестационарная теория клинотрона / В. С. Андрушкевич, Ю. Г. Гамаюнов, Е. В. Патрушева // Радиотехника и электрон. – 2011. – 56, № 4. – С. 493–499.
 26. Цвык А. И. Влияние динамических и статических смещений электронов на стартовые токи генератора дифракционного излучения / А. И. Цвык // Изв. вузов. Радиофизика. – 1978. – 21, № 8. – С. 1216–1219.
 27. Русин Ф. С. Влияние пульсаций электронного потока на работу оротрона / Ф. С. Русин, Л. А. Синенко // Радиотехника и электрон. – 1979. – 24, № 7. – С. 1396–1404.
 28. Мильчо М. В. Учет трехмерного движения электронов в генераторах типа «клинотрон». Ч. 2. Анализ реальных приборов / М. В. Мильчо // Радиофизика и электрон. – 2010. – 1(15), № 4. – С. 58–65.
 29. Алексеев Г. А. О фазовой селекции электронов в резонансных генераторах О-типа с длительным взаимодействием / Г. А. Алексеев // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1997. – 2, № 1. – С. 123–127.
 30. Алексеев Г. А. О фазовой селекции электронов продольно-поперечной компонентой поля / Г. А. Алексеев // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2002. – 7, № 3. – С. 539–542.
 31. Алексеев Г. А. Фазовая селекция электронов при ортоклинотронном эффекте / Г. А. Алексеев // XII Междунар. Крым. конф. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2002): материалы конф. – Севастополь, 2002. – С. 215–216.
 32. Шевчик В. Н. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ / В. Н. Шевчик, Д. И. Трубецков. – М.: Сов. радио, 1970. – 584 с.

Рукопись поступила 04.12.2012 г.

G. A. Alexeev, L.V. Stulova

RELAY RACE INTERACTION IN TWT DEVICES

The review deals with studying of features of the collective interaction between distributed electron bunches and the orthogonal field component of the traveling wave spatial harmonic under the short-time interaction between singular electrons and this harmonic. It is shown that under condition of synchronism between the velocity of the movement of the short-time interaction area and the phase velocity of the harmonic, the coherent collective interaction efficiency is maximum. Qualitatively, this mode corresponds to the relay race interaction between the distributed bunch and the traveling wave harmonic of HF-field. The problem relevance is provided by the necessity of the search of new interaction mechanisms, and of the design of new vacuum SHF-oscillators. We conclude that devices with the collective relay race interaction between the distributed bunches and the traveling wave of the electrodynamic system can be developed.

Key words: «radiohare», shot-time interaction between electrons and spatial harmonic of HF-field, coherent collective interaction between bunch electrons and HF-field.

Г. О. Алексеев, Л. В. Стулова

ЕСТАФЕТНА ВЗАЄМОДІЯ У ПРИЛАДАХ НВЧ

Оглядова робота присвячена вивченню особливостей колективної взаємодії розподілених згустків, які перетинають просторово-скупчений просвіт НВЧ-поля, при короткотривалій взаємодії окремих електронів з поперечною компонентою біжучої просторової гармоніки. Виявлено, що при умові синхронізму переміщення зони короткотривалої взаємодії та фазової швидкості гармоніки інтенсивність когерентної колективної взаємодії є максимальною. Якісно цей режим відповідає естафетній взаємодії електронного згустку та біжучої гармоніки НЧ-поля. Актуальність задачі визначається необхідністю пошуку нових механізмів взаємодії та нових конструктивних рішень щодо вакуумних НВЧ-генераторів. Зроблено висновок, про можливість створення приладів, у яких реалізується колективна взаємодія розподілених згустків та біжучої хвилі електродинамічної системи, може бути створено.

Ключові слова: «радіозайчик», короткочасна взаємодія електронів з полем просторової гармоніки, когерентна колективна взаємодія електронів попередньо згрупованого згустку з НЧ-полем.