

О ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ МЕЖДУ СОБОЙ И С ПОЛЯМИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Н. А. Голованов

Саратовский национальный исследовательский государственный
университет имени Н.Г. Чернышевского
Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, д. 83
E-mail: golovanov6494@gmail.com

Поступила в редакцию 3.07.2017

В работе рассмотрен механизм периодического взаимодействия электронных потоков применительно к варианту двухлучевой ЛБВ, на примере системы состоящей из двух электронных пучков, разделенных металлическим экраном с отверстиями. Отверстия обеспечивают взаимодействие электронных пучков с электромагнитным полем. Такой (периодический) характер взаимодействия выражается в том, что волновые процессы в потоках представляются бесконечным набором пространственных гармоник, а взаимодействие потоков сводится к их непрерывному взаимодействию между собой и полем замедляющей электродинамической системы. Рассмотрена одномерная модель непрерывного и дискретного двухлучевого взаимодействия. Получено дисперсионное уравнение и построены зависимости его корней и коэффициента усиления от параметра рассинхронизма. Для данной системы без учета встречного излучения переменные величины описываются суперпозицией пяти парциальных волн. В зависимости от величины параметра пространственного заряда основной вклад в усиление вносит либо электронно-волновое взаимодействие, либо взаимодействие с линией замедления. По сравнению с однолучевой ЛБВ и ЛБВ с двумя непрерывно взаимодействующими потоками в модели с периодическим взаимодействием наблюдается значительное повышение коэффициента усиления и увеличение диапазона параметра рассинхронизма между средней скоростью потоков и фазовой скоростью невозмущенной волны.

Ключевые слова: Интерференция, двухпотоковая неустойчивость, непрерывное взаимодействие электронных потоков, периодическое взаимодействие электронных потоков, двухлучевая ЛБВ.

DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-4-71-81

Образец цитирования: Голованов Н.А. О периодическом взаимодействии двух электронных потоков между собой и с полями электродинамических систем // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 4. С. 71–81. DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-4-71-81

ABOUT PERIODIC INTERACTION OF TWO ELECTRON STREAMS BETWEEN THEMSELVES AND WITH FIELDS OF ELECTRODYNAMICS SYSTEMS

N. A. Golovanov

Saratov State University
83, Astrakhanskaya str., 410012 Saratov, Russia
E-mail: golovanov6494@gmail.com

Received 3.07.2017

In this paper, brief review of new and early publications devoted to the interaction of electron streams and the enhancement due to the interference of partial waves in streams, and due to instability is adduced. The lay emphasis on the consideration the mechanism of periodic interaction of electron streams as applied to option of the variant double-stream traveling-wave tube, on the example of system consisting of two electron beams divided by the metallic perforated screen, which interact with the electromagnetic field. The addressing to this topic is due primarily to the fact that the two-stream instability and regime of the interference amplification, which take place with the continuous and periodic interaction of two different-speed electron streams, will allow creating new terahertz range devices. The periodic nature of the interaction is expressed in the fact that the wave processes in the streams are represented by an infinite set of spatial harmonics, and the interaction of the streams is reduced to their continuous interaction between themselves and with field of electrodynamics system. A one-dimensional model of continuous and discrete two-beam interaction is considered. The dispersion equation is obtained and the functional connection of its roots and the amplification factor from the parameter of desynchronism are constructed. Variable data are described by superposition of five partial waves for two electron beams interacting with electromagnetic field without backward radiation. Gain is determined either by electron-wave interaction or by interaction with circuit according to value of space-charge parameter. The variant of the device in which the discrete interaction is realized shows a significant increase in the gain and an increase in the band of the desynchronism parameter between the average flow velocity and the phase velocity of the unperturbed wave, in which there is an amplification compared to a one-beam traveling-wave tube and traveling-wave tube with two continuously interacting streams.

Keywords: Interference, two-stream instability, periodic interaction of electron streams, discrete interaction of electron streams, double-stream traveling-wave tube.

DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-4-71-81

Paper reference: Golovanov N.A. About periodic interaction of two electron streams between themselves and with fields of electrodynamics systems. *Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics*. 2017. Vol. 25. Issue 4. P. 71–81. DOI: 10.18500/0869-6632-2017-25-4-71-81

Введение

Естественный путь развития СВЧ электроники, как и прежде, это исследование новых способов усиления и генерации сигнала, а также продвижение в область всё более высоких частот (THz диапазон). Так, при освоении терагерцового диапазона, отдельное внимание уделяется многолучевым приборам, начиная от многорезонаторных многоканальных клистронов, до многолучевых гибридных ЛБВ, представляющих собой синтез электронно-волновой лампы и лампы с бегущей волной. Одним из способов усиления входного сигнала в подобных приборах является использование механизма двухпотоковой неустойчивости, возникающей в непрерывно взаимодей-

ствующих электронных потоках. Представляется, что введение в прибор конструктивного элемента, обеспечивающего дискретный характер взаимодействия потоков, приведет к улучшению результатов. Так, объединенная научная группа представителей США, Китая и Кореи уже предпринимали попытки по исследованию различных вариантов устройств, работающих в коротком диапазоне длин волн, и в основе которых лежит использование механизма двухпоточковой неустойчивости [1, 2], Авторы этих работ отмечают улучшение выходных характеристик исследуемых приборов, однако, указанные выводы основаны на результатах компьютерного моделирования, а не эксперимента.

В связи с тем, что исследования по данной теме активно ведутся и появляется всё больше новых публикаций, была предпринята попытка рассмотреть механизм двухпоточковой неустойчивости на основе концепции электронных пространственных гармоник применительно к двухлучевой ЛБВ.

1. Обзор основных работ

Напомним, что в линейной теории для систем, состоящих из двух непрерывно взаимодействующих электронных потоков, переменные величины описываются суперпозицией четырех парциальных волн, параметры которых можно подобрать таким образом, чтобы усиление достигалось лишь за счет интерференции волн с постоянными амплитудами, о чем подробно было написано в работе [3]. Авторы указывают, что в интерференционном режиме можно получить значительное усиление, причем коэффициент усиления будет расти с увеличением частоты.

Помимо интерференционного режима, усиление в подобных системах можно получить за счет неустойчивости, когда начальное возмущение с течением времени возрастает в процессе взаимодействия волн и приводит к росту их амплитуды. Для линейного случая непрерывного взаимодействия электронных потоков данный механизм подробно описан в работе [4], где автор указывает на то, что область применения неустойчивости оказывается ограниченной и задается управляющими параметрами: рабочей и плазменной частотой электронных потоков, а также их скоростями.

Что же касается теории дискретного взаимодействия, то следует выделить работу [5]. В ней впервые авторами было учтено влияние всех пространственных гармоник тока обоих потоков и показано, что при дискретном взаимодействии электронных потоков уже нет четко выраженной границы области действия механизма двухпоточковой неустойчивости, что делает применение данного подхода привлекательным на высоких частотах.

2. Периодическое взаимодействия двух электронных потоков

Рассмотрим взаимодействие электрического поля замедляющей линии с двухскоростным электронным потоком, который образован путем смещения двух односкоростных электронных потоков, каждый со своими скоростями v_{e1} , v_{e2} , между которыми расположен металлический экран с отверстиями, не являющийся замедляющей системой. Предположим, что эти скорости близки к фазовой скорости v_0 одной пространственной гармоники поля линии замедления, тогда остальные гармоники можно считать далекими от скоростей потоков и взаимодействием электронов с полем этих гармоник можно пренебречь. Далее, для простоты будет рассматриваться

одномерная задача в приближении слабых сигналов, то есть в любой точке поперечного сечения двухскоростного потока амплитуда продольного электрического поля, действующего на электроны, одинакова.

Периодический характер взаимодействия потоков обусловлен тем, что они взаимодействуют между собой только при прохождении над одним и тем же отверстием в пластинке, а при пролете над пластинкой, потоки взаимодействуют только с полем замедляющей линии. Тогда поле пространственного заряда первого (второго) потока, в котором движется второй (первый) поток, периодически будет меняться с периодом системы, то есть имеется разделение всего пространства взаимодействия на последовательность зон модуляции и дрейфа.

Записывая уравнение движения электронов, непрерывности и выражение для плотности тока в одномерном приближении можно получить уравнения для плотности тока обоих потоков \tilde{j}_1 и \tilde{j}_2 в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{j}_1}{\partial z^2} + 2j\beta_{e1} \frac{\partial \tilde{j}_1}{\partial z} - (\beta_{e1}^2 - \beta_{p1}^2) \tilde{j}_1 + \beta_{p1}^2 \tilde{j}_2 &= 2j\beta_{e1} \frac{C_1^3}{SK} \tilde{E}_z, \\ \frac{\partial^2 \tilde{j}_2}{\partial z^2} + 2j\beta_{e2} \frac{\partial \tilde{j}_2}{\partial z} - (\beta_{e2}^2 - \beta_{p2}^2) \tilde{j}_2 + \beta_{p2}^2 \tilde{j}_1 &= 2j\beta_{e2} \frac{C_2^3}{SK} \tilde{E}_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\beta_{ek} = \omega/v_{ek}$, $\beta_{pk} = \omega_p/v_{ek}$, ω – частота сигнала; ω_p – плазменная частота пучков (считаем одинаковой для обоих пучков); $C_k^3 = I_{0k}K_k/(4V_{0k})$ – параметр усиления Пирса; \tilde{E}_z – амплитуда продольной составляющей электрического поля; $k = 1, 2$ – номера электронных потоков. Полученная система (1) совместно с уравнением возбуждения линии передачи электронным потоком без учета встречного излучения [6]

$$\frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial z} + j\beta_0 \tilde{E}_z = -\frac{\beta_0^2 SK}{2} (\tilde{j}_1 + \tilde{j}_2),$$

где β_0 – постоянная распространения волны в отсутствие электронных потоков, описывают полную систему рабочих уравнений. Далее она решалась при следующих условиях: искомое поле периодической структуры представлялось в виде $\tilde{E}_z = \tilde{E}_z e^{-j\beta z}$, где β – постоянная распространения волны в линии при наличии электронных потоков, а плотности токов обоих потоков, следуя работам [7, 8], представлялись как бесконечный набор пространственных гармоник $\tilde{j}_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{j}_n e^{-j(\beta+2\pi n/l)z}$, $\tilde{j}_2 = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{j}_m e^{-j(\beta+2\pi m/l)z}$ со своими номерами n и m .

Дисперсионное уравнение после преобразований будет иметь вид

$$\begin{aligned} (j\delta - b + jd) \left(1 - \frac{(\beta_p/(\beta_e C))^2}{((j\delta - h) + n/(CN_l))^2} - \frac{(\beta_p/(\beta_e C))^2}{((j\delta + h) + m/(CN_l))^2} \right) &= \\ &= \left(\frac{1}{((j\delta - h) + n/(CN_l))^2} + \frac{1}{((j\delta + h) + m/(CN_l))^2} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

При получении (2), по аналогии с работой [9], были введены следующие параметры: $h = (1 - v_{e1}/v_{e2})(C(1 + v_{e1}/v_{e2}))^{-1}$ – характеризует разность скоростей электронных потоков; $\delta = x + jy$ – характеризует постоянную распространения волны в линии с электронным потоком; b – отклонение средней скорости потоков от скорости невозмущенной волны в линии; $CN_l = C\beta_e l/(2\pi)$ – параметр, отвечающий за периодическое взаимодействие потоков.

В зависимости от значения управляющих параметров, уравнение (2) может описывать как однолучевую ЛБВ, так и непрерывное или периодическое взаимодействие двух электронных потоков. Его решение было проведено для случая оптимального электронно-волнового взаимодействия $h\beta_e C/\beta_p = \sqrt{3}/2 \approx 1$, что позволило связать параметры, характеризующие электронный поток и тем самым уменьшить в уравнении количество неизвестных переменных.

Дисперсионное уравнение (2) описывает пять взаимодействующих парциальных волн и не имеет аналитического решения, поэтому значения корней были найдены численно и представлены графически на рис. 1. Как следует из графиков, одна из волн всегда имеет постоянную амплитуду, остальные могут иметь постоянную амплитуду или экспоненциально возрастать в определенных интервалах изменения параметров, затухать. Фазовые скорости двух из этих волн близки к средней скорости электронов первого потока, двух других – к скорости второго. В частном случае равенства скоростей двух потоков ($h = 0$) в системе распространяются три волны со своими фазовыми скоростями: с постоянной, убывающей и возрастающей амплитудой, близкие по скорости к средней скорости $v_e = (v_{e1} + v_{e2})/2$ потоков, что

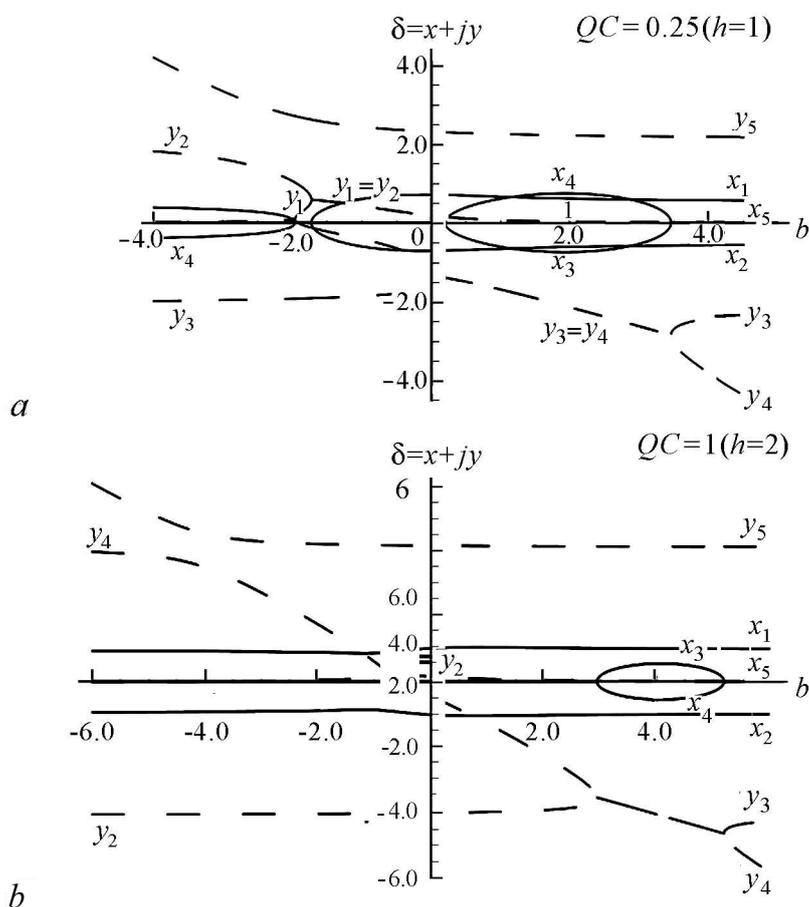


Рис. 1. Зависимость корней $\delta_i = x_i + jy_i$ ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) дисперсионного уравнения (2) от параметра b : сплошные линии – действительные части (x_i) корней, пунктирные – мнимые части (y_i)

Fig. 1 Dependence of the roots $\delta_i = x_i + jy_i$ ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) of the dispersion equation (2) from parameter b . Solid lines – the real parts (x_i) of roots, dashed lines – the imaginary parts (y_i) of the roots

аналогично теории ЛБВ и подтверждает правильность построенной теории для двух потоков.

Результаты поведения корней уравнения (2), представленные на рис.1, соответствуют случаю периодического взаимодействия электронных потоков ($n = m = 0$). Здесь $QC = (\omega_p/(2C\omega))^2$ – мера сил поля пространственного заряда, вызывающих разгруппировку электронов, относительно напряженности поля линии, приводящей к группировке пучка; $C = (I_0 R_C / (4U_0))^{1/3}$ – параметр усиления; I_0 – ток электронного пучка; U_0 – ускоряющее напряжение; R_C – сопротивление связи электронного потока с высокочастотным полем; ω_p – плазменная частота; ω – частота генерации.

В соответствии с представленными рисунками, при больших значениях b , когда скорости обоих электронных потоков значительно отличаются от скорости волны в линии, постоянные распространения пяти волн близки к тем, которые наблюдаются в отсутствие связи между потоками и полем линии замедления. В данной области распространяются четыре электронные волны, постоянные распространения которых близки к соответствующим постоянным распространения волн в двухлучевой лампе ($\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_5$ при $b > 0$ и $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$ при $b < 0$). Амплитуда двух из этих волн не изменяется с расстоянием ($x_3 = x_4 = 0$); амплитуда одной (δ_1) нарастает, а другой (δ_2) – убывает. Кроме того, в данной области в линии распространяется электромагнитная волна, фазовая скорость которой близка к фазовой скорости невозмущенной волны в линии (δ_4 при $b > 0$ и δ_5 при $b < 0$).

В области уменьшения значений параметра b наблюдается взаимодействие медленных волн пространственного заряда (МВПЗ) медленного потока (δ_3) с волной линии (δ_5). В результате, амплитуда волны медленного потока нарастает ($x_3 > 0$), а амплитуда образовавшейся после взаимодействия волны (δ_4) убывает. При этом максимальное значение постоянной нарастания x_3 достигается при совпадении скорости МВПЗ медленного потока со скоростью волны в линии при $b = 2h$.

Фазовые постоянные (мнимые части корней) y_3, y_4, y_5 при изменении параметра скорости b изменяются примерно так же, как в ЛБВ с односкоростным потоком. Отличие состоит в том, что роль медленной и быстрой волн пространственного заряда односкоростного потока в данном случае играют МВПЗ медленного потока и БВПЗ быстрого потока. При дальнейшем смещении скорости электронов v_{ek} относительно скорости невозмущенной волны v_0 и переходе в область отрицательных значений b происходит деформация постоянных распространения волн, скорости которых близки к средней скорости электронов (δ_1, δ_2). При малой величине параметра QC (рис. 1, *a*) преобладает взаимодействие с линией ($x_3 > x_1$), а при большей величине QC (рис. 1, *b*) преобладает электронно-волновое взаимодействие потоков ($x_1 > x_3$).

После решения дисперсионного уравнения был рассчитан коэффициент усиления в системе как отношение суммарного поля на выходе пространства взаимодействия $E(L)$, к суммарному полю на входе $E(0)$. Для этого были предварительно получены выражения для скорости и плотности тока обоих потоков в виде

$$\frac{\tilde{v}_{ek}}{v_{ek}} = \frac{1}{2jV_{0k}\beta_e C} \left(\frac{(h^2 + \delta^2)(h + i\delta)}{(h^2 + \delta^2)^2 + 8QC(\delta^2 - h^2)} \right) Ez, \quad (3)$$

$$\frac{\tilde{j}_k}{I_{ek}} = -\frac{j}{2V_{0k}\beta_e C^2} \left(\frac{8QC Ch - (1 + Ceh)(h + i\delta)^2}{(h^2 + \delta^2)^2 + 8QC(\delta^2 - h^2)} \right) Ez. \quad (4)$$

Затем были сформулированы следующие начальные условия: во-первых, сумма амплитуд всех волн на входе в пространство взаимодействия равна входному сигналу $\sum_{i=1}^5 E_i(0) = E^0$; во-вторых, предполагалось отсутствие начальной модуляции пучков по скорости $\sum_{i=1}^5 \tilde{v}_{ki}(0) = 0$ и плотности $\sum_{i=1}^5 \tilde{j}_{ki}(0) = 0$. Используя указанные начальные условия, можно найти амплитуды всех парциальных волн (ввиду сложности выражений и их громоздкости здесь они не приводятся). Коэффициент усиления по мощности получаем в следующем виде:

$$G = 20 \log_{10} \left| \frac{E(L)}{E(0)} \right| = 20 \log_{10} \left| \sum_{i=1}^5 E_i(z) e^{(2\pi CN_L)\delta_i} \right|, \quad (5)$$

где δ_i – корни дисперсионного уравнения (2). Построенные на основе (5) зависимости $G = f(b)$ для двухлучевой ЛБВ в сравнении с однолучевой ЛБВ при одинаковых параметрах представлены на рис. 2.

Из представленных графиков следует, что существуют две области значений параметра b , усиление в которых отлично от нуля. Первый максимум усиления наблюдается при совпадении средней скорости двухскоростного электронного потока v_e со скоростью невозмущенной волны в линии v_0 и по аналогии с однолучевой ЛБВ обусловлен взаимодействием с полем электромагнитной волны. Величина усиления в данной области сильно зависит от параметра QC , поскольку он характеризует величину группирующих сил в электронных потоках. Вторая область с центром примерно при $b = 2h$ соответствует взаимодействию МВПЗ медленного потока с волной линии. Начальная амплитуда этой волны в данной области по параметру b значительно превосходит начальную амплитуду нарастающей волны, возникающей в результате электронно-волнового взаимодействия. Поэтому основной вклад в усиление вносит медленный поток и его взаимодействие с линией, а вклад электронно-волнового взаимодействия в усиление мал.

Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод: при большой величине параметра пространственного заряда и достаточной длине системы использование двухлучевого взаимодействия потоков может существенно повысить усиление ЛБВ и увеличить ра-

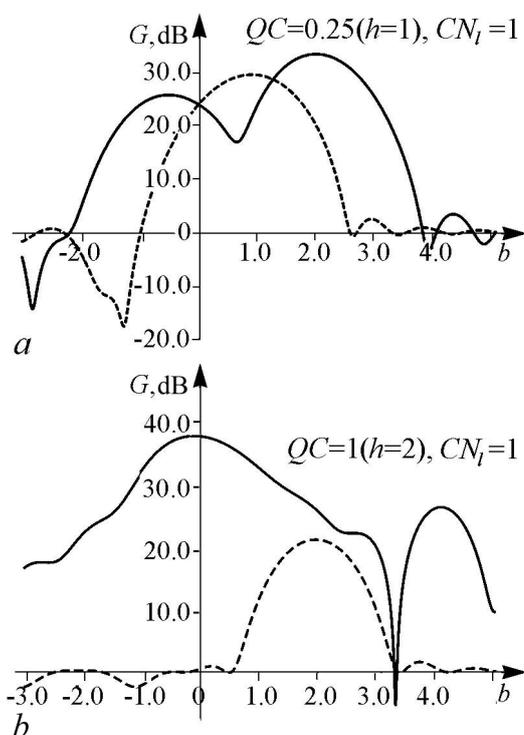


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления ЛБВ с двухскоростным потоком от параметра b : пунктирная линия – результаты для однолучевой ЛБВ; сплошная линия – результаты для двухлучевой ЛБВ с непрерывным взаимодействием

Fig. 2. Dependence of the gain of a traveling-wave tube with a two-velocity stream from parameter b : dashed lines – the one-beam traveling-wave tube; solid lines – the two-beam continuous interaction of electron streams

бочую полосу за счет проявления дополнительного механизма электронно-волнового взаимодействия.

После непрерывного взаимодействия, было рассмотрено решение дисперсионного уравнения (2) и найдены коэффициенты усиления для случая больших пространственных зарядов $QC = 1$ ($h = 2$) при периодическом взаимодействии электронных потоков. На рис. 3 приведены полученные зависимости действительной (x_i) и мнимой (y_i) частей уравнения (2) для гармоник с номерами $n = m = \pm 1$.

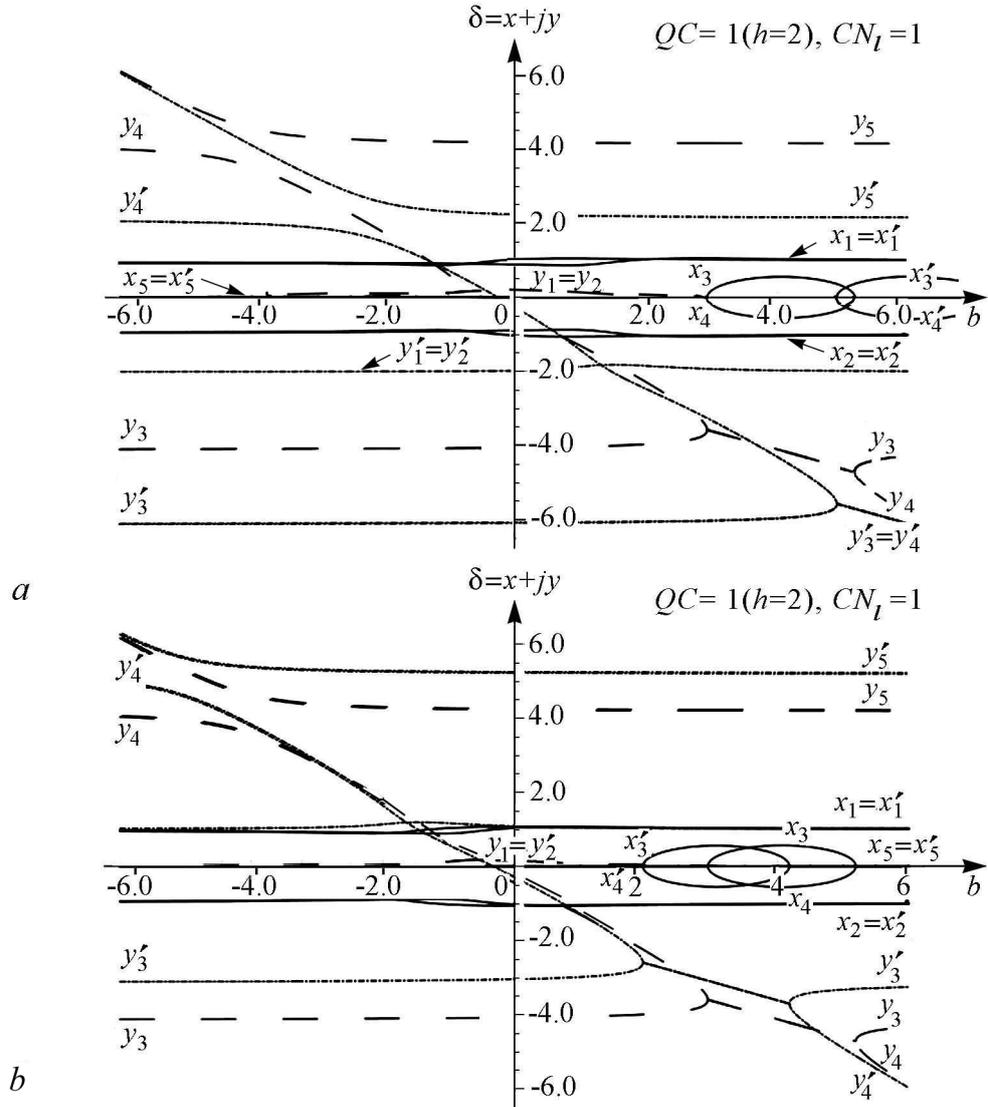


Рис. 3. Зависимости корней дисперсионного уравнения (2) от параметра b для различных гармоник: $n = m = -1$ (а), $n = m = 1$ (б). Штриховая линия – мнимая часть корней для гармоник $n = m = 0$; сплошная линия с обозначениями без штрихов – действительная часть корней для гармоник $n = m = 0$; штрих-пунктирная линия – мнимая часть корней для гармоник $n = m = \pm 1$; сплошная линия с обозначениями со штрихами – действительная часть корней для гармоник $n = m = \pm 1$

Fig. 3. Dependence of the roots of the dispersion equation (2) from parameter b at various harmonics n, m : dashed lines – the imaginary part of the roots for $n = m = 0$; solid lines with symbols without strokes – the real part of roots for $n = m = 0$; chain lines – the imaginary parts of the roots for $n = m = \pm 1$; solid lines with symbols with strokes – the real parts of roots for $n = m = \pm 1$

На рис. 3, а видно, что в дискретном случае, для заданных номеров гармоник, по-прежнему наблюдается преобладание электронно-волнового взаимодействия ($x_1 > x_3$). Однако происходит смещение области изменения амплитуды волн (δ_3, δ_4) в сторону меньших значений параметра b , а также расширяется область преобладания фазовой скорости волны над средней скоростью электронов ($y_1 > 0$ и $y_2 > 0$). Стоит отметить, что по мере роста параметра характеризующего дискретность CN_l , поведение корней будет всё ближе к случаю непрерывного взаимодействия. На рис. 3, б видно, что для гармоник с отрицательными номерами область нарастания амплитуд волн будет смещена в сторону больших значений параметра b . Для двух парциальных волн (δ_1, δ_2) значения мнимой части корней (y_1, y_2) смещается в отрицательную область, где происходит преобладание средней скорости электронов над фазовой скоростью волны. Результаты показывают, что в зависимости от значения параметра CN_l будет преобладать электронно-волновое взаимодействие, взаимодействие с линией или при сильной разнице скоростей электронных потоков друг относительно друга, взаимодействие двух ЛБВ.

Что же касается коэффициента усиления, то он определялся по аналогии с непрерывным взаимодействием, только теперь номера гармоник n и m отличны от нуля. Полученные результаты приведены на рис. 4.

Из представленных зависимостей видно, что линейная теория периодического взаимодействия потоков теоретически демонстрирует лучшие результаты по сравнению как с обычной ЛБВ, так и с двухлучевой ЛБВ в которой взаимодействие носит непрерывный характер. Из положительных особенностей можно отметить, что существенно увеличилась область усиления по параметру b , а также в данном случае заметен рост коэффициента усиления. Однако в представленной модели не учитывается расстояние между потоками, что теоретически должно повлиять на прохождение потоков друг относительно друга и итоговое значение коэффициента усиления в системе.

Выводы

Проведенный анализ в рамках линейной теории позволяет сделать два основных вывода:

- использование дискретного характера взаимодействия двух попутных разноско-

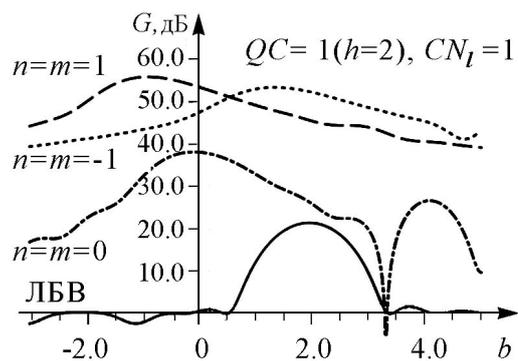


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от параметра b : сплошная линия – ЛБВ; штриховая линия – периодическое взаимодействие гармоник с номерами $n = m = 1$; штрих-пунктирная линия – двухлучевое непрерывное взаимодействие гармоник с номерами $n = m = 0$; пунктирная линия – периодическое взаимодействие гармоник с номерами $n = m = -1$

Fig. 4. Dependence of the gain of a traveling-wave tube with a two-velocity stream from parameter b : solid lines – the traveling-wave tube; dashed lines – the periodic interaction of the harmonics with numbers $n = m = 1$; chain lines – the continuous interaction of the harmonics with numbers $n = m = 0$; dotted lines – the periodic interaction of the harmonics with numbers $n = m = -1$

ростных электронных потоков существенно расширяет полосу усиления ЛБВ и повышает коэффициент усиления устройства;

- особенности двухпотоковой неустойчивости и режим интерференционного усиления, имеющие место при периодическом взаимодействии двух разнородных попутных электронных потоков, создают предпосылки для разработки новых приборов терагерцового диапазона с улучшенными характеристиками.

Автор выражает особую благодарность Д.И. Трубецкову за обсуждение результатов и интерес, проявленный к данной работе.

Автор принимал участие в выполнении гранта РФФИ № 16-02-00238, № 16-32-00-468 мол_а.

Библиографический список

1. Zhang Y. and Dong L. Enhanced coherent terahertz Smith–Purcell superradiation excited by two electron-beams // *Optic Express*. 24 September 2012. Vol. 20, No.20.
2. Zhang Y., Zhou Y., Dong L. THz radiation from two electron-beams interaction within a bi-grating and a subwavelength holes array composite sandwich structure // *Optic Express*. 23 September 2013. Vol. 21, No.19.
3. Трубецков Д.И., Титов А.В., Фунтов А.А. Об интерференционном усилении в электронно-волновой лампе (линейная теория) // *Письма в ЖТФ*. 2013. Т. 39, вып. 21. С. 86–94.
4. Haeff A.V. The electron-wave tube – a novel method of generation and amplification of microwave energy // *Proc. IRE*. 1949. Vol. 37. Pp. 4–10.
5. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Дискретное взаимодействие двух электронных потоков // *Изв. вузов СССР. Радиотехника*. 1962. Т. 5, вып. 2. С. 143–157.
6. Шевчик В.Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М. Советское радио, 1970. 584 с.
7. Солнцев В.А., Тагер А.С. О периодическом взаимодействии электронных потоков // *Изв. вузов СССР. Радиофизика*. 1959. Т. 2, вып.1. С. 101.
8. Бернашевский Г.А. Пространственные гармоники электронной волны. Письма в редакцию // *Радиотехника и электроника*. 1957. Т. 2. С. 124–125.
9. Видулов И.К., Тагер А.С. Взаимодействие двухскоростного электронного потока с высокочастотным полем линии замедления // *Радиофизика и электроника*. 1962. Т. 5. С. 826–837.

References

1. Zhang Y. and Dong L. Enhanced coherent terahertz Smith–Purcell superradiation excited by two electron-beams. *Optic Express*. 24 September 2012. Vol. 20, No.20.
2. Zhang Y., Zhou Y., Dong L. THz radiation from two electron-beams interaction within a bi-grating and a subwavelength holes array composite sandwich structure. *Optic Express*. 23 September 2013. Vol. 21, No.19.
3. Trubetskov D.I., Titov A.V. Funtov A.A. About interference gain in electron-wave tube. *Technical Physics Letters*. 2013. Vol. 39, No.21. Pp. 86–94 (in Russian).

4. Haeff A.V. The electron-wave tube – a novel method of generation and amplification of microwave energy. *Proc. IRE*. 1949. Vol. 37. Pp. 4–10.
5. Shevchik V.N., Trubetskov D.I. Discrete interaction between two electron beams. *Izv. VUZ. Radiotekhnika*. 1962. Vol. 5, Iss. 2 Pp. 143–157 (in Russian).
6. Shevchik V.N., Trubetskov D.I. Analytical Calculations in Microwave Electronics. M. Soviet Radio, 1970. 584 p. (in Russian).
7. Solntsev V.A., Tager A.S. About periodical electron beam interaction. *Izv. VUZ. Radiotekhnika*. 1959. Vol. 2, Iss.1. P. 101 (in Russian).
8. Bernashevsky G.A. Space harmonics of electron wave. *Journal of Communications Technology and Electronics*. 1957. Vol. 2. Pp. 124–125 (in Russian).
9. Vikulov I.K., Tager A.S. Interaction between double-speed electron beam and RF field of interaction circuit. *Journal of Communications Technology and Electronics*. 1962. Vol. 5. Pp. 826–837.



Голованов Никита Андреевич – родился в 1994 году в Нижнем Новгороде, окончил Саратовский государственный университет им. Чернышевского (2017). После окончания СГУ работает инженером на предприятии АО НПП «ИСТОК» им. А.И. Шокина в городе Фрязино Московской области.

410012 Саратов, ул. Астраханская, д. 83
 Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
 E-mail: golovanov6494@gmail.com