

ДВУХПОТОКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ – ВОЛНОВЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Часть I

А. В. Титов

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Данная статья является первой из двух частей обзора, посвященного явлению двухпучковой неустойчивости в электронике сверхвысоких частот. Целью обзора является освещение по возможности наиболее полного списка существующих на сегодняшний день трудов, посвященных различным моделям и методам анализа двухпучковой неустойчивости. В первой части собраны те работы, которые вместе, на наш взгляд, наиболее полно описывают развитие идей двухпотоковой неустойчивости в электронике СВЧ. Среди этих работ присутствуют как пионерские работы, положившие начало исследованиям в данной области, так и многочисленные работы исследователей, нацеленные на расширение горизонтов применения данного явления. Первая часть охватывает временной интервал с момента первой публикации на данную тему, начала 40-х годов прошлого века, до момента, когда интерес исследователей к данной области начал значительно снижаться, конца 90-х годов прошлого века. Во вторую часть вынесены наиболее актуальные работы по применению двухпотоковой неустойчивости в электронике СВЧ, вышедшие за последние несколько лет. Выход этих работ в свет подтвердил вновь растущий интерес зарубежных исследователей к данному явлению, что и послужило толчком к созданию данного обзора.

Ключевые слова: Двухпотоковая неустойчивость, два электронных потока, двухлучевой усилитель, электронно-волновая лампа.

DOI:10.18500/0869-6632-2016-24-1-37-74

Введение

Явление двухпотоковой неустойчивости представляет собой классический пример неустойчивости в распределенных консервативных системах. К тому же эта неустойчивость является хрестоматийным примером конвективной и абсолютной неустойчивостей. Двухпучковая неустойчивость известна достаточно давно. Впервые этот термин был введен при исследовании взаимодействия двух электронных пучков, а позже приобрел широкое распространение в различных областях науки. Ранее уже публиковались достаточно полные обзоры, посвященные данному явлению (см., например [1, 2]), но с момента их выхода прошло достаточно много времени. Поэтому на сегодняшний день отсутствуют актуальные обзоры по данной теме, хотя в последнее время интерес к явлению двухпучковой неустойчивости появился вновь в СВЧ-электронике. В качестве примера можно упомянуть интригующие,

но малопонятные тезисы докладов Бишофбергера и др. [3–5], посвященных новому генератору терагерцового диапазона частот, работа которого основана на явлении двухпучковой неустойчивости. Также в качестве примера можно привести работу китайских исследователей, посвященную системе, состоящей из изогнутого волновода, пронизываемого двумя электронными пучками [6]. Кроме того, накопилось большое количество новых работ, тем или иным образом посвященных различным моделям и методам анализа двухпучковой неустойчивости.

Широкий класс задач в современной науке и технике связан с генерацией или усилением электромагнитных и акустических волн различных частотных диапазонов. При этом давно известно, что физическое явление, лежащее в основе всех принципов генерации и усиления, представляет собой явление неустойчивости. Именно наличие неустойчивости в системе обуславливает нарастание во времени малого возмущения, что в зависимости от типа неустойчивости может привести к усилению или генерации. По своему характеру, как известно, все виды неустойчивости в распределенных системах делятся на два типа: абсолютные и конвективные. Изучение видов неустойчивостей в конкретных системах, а также определение условий возникновения неустойчивостей является отправной точкой для теоретических и экспериментальных исследований генерации и усиления волн различных типов.

Классическим примером систем, способных демонстрировать как абсолютную, так и конвективную неустойчивость, стали двухпотоковые системы (см., например [7, 8]). В теории динамических систем это явление было названо двухпотоковой или двухпучковой неустойчивостью.

В самом начале определение типа неустойчивости в системе представляло собой достаточно трудную задачу, поскольку для этого отсутствовали однозначные критерии. Это обстоятельство нередко становилось причиной споров относительно правильной трактовки результатов исследования. Так, к примеру, в середине прошлого века разгорелся спор относительно правильной интерпретации решения дисперсионного уравнения для двухпотоковой системы. Он был начат Пиддингтоном в работе [9]. Однако позже экспериментальные и теоретические исследования доказали полную несостоятельность работы Пиддингтона. Значительную роль здесь сыграло получение и точное доказательство критериев определения типа неустойчивости (см., например [10, 11]). В обзоре [10] приведены основные критерии определения типов неустойчивости в таких системах. В частности, были рассмотрены неустойчивости двухлучевой лампы, являющейся электронным воплощением двухпотоковой системы.

В данном обзоре сделан акцент на взаимодействие двух электронных пучков. Однако, как это показано далее, при описании явления двухпучковой неустойчивости невозможно не упомянуть работы, касающиеся вопросов взаимодействия электронных пучков с плазмой, поскольку в этих работах содержится много полезной информации для описания процессов, протекающих при взаимодействии двух электронных пучков.

1. Двухпучковая неустойчивость в сверхвысокочастотной электронике

1.1. Пионерские работы. После создания в середине 1940-х годов Рудольфом Компфнером лампы бегущей волны (ЛБВ) была открыта эпоха приборов с длительным взаимодействием. Различными научными группами велись работы по

улучшению выходных характеристик ЛБВ. Также делались попытки создания более мощных приборов подобного типа, однако в этом случае возникали трудности, связанные с перегревом и выходом из строя замедляющих систем. На этом фоне было предложено заменить замедляющую систему вторым электронным пучком, особенно при переходе в коротковолновую часть диапазона СВЧ. Теоретически это позволяло отказаться от технологически сложного процесса создания замедляющей системы и повысить общую мощность. И хотя основные принципы, лежащие в основе нового прибора, ранее уже использовались для описания взаимодействия электронного пучка с плазмой, конструктивно он был значительно проще своего плазменного «родственника».

Достаточно сложно судить, кто первым предложил использовать два электронных пучка для усиления сигналов. И все же первой вышла работа Леона Ниргаарда [12], содержащая последовательный теоретический линейный анализ системы, состоящей из двух взаимодействующих электронных пучков. За основу была взята гидродинамическая модель электронного пучка. Потоки полагались бесконечно широкими, идеально перемешанными и строго моноскоростными. Линеаризованная исходная система уравнений состояла из двух уравнений движения для пучков, двух уравнений непрерывности и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial v_{1,2}}{\partial t} + v_{01,02} \frac{\partial v_{1,2}}{\partial x} = \eta E, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_{1,2}}{\partial t} + \rho_{01,02} \frac{\partial v_{1,2}}{\partial x} + v_{01,02} \frac{\partial \rho_{1,2}}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{(\rho_1 + \rho_2)}{\varepsilon_0}. \quad (3)$$

Здесь $v_{1,2}$ – переменные высокочастотные составляющие скоростей пучков, $v_{01,02}$ – постоянные составляющие скоростей пучков, $\rho_{1,2}$ – переменные составляющие плотностей пучков, $\rho_{01,02}$ – постоянные составляющие плотностей пучков, E – напряженность продольного высокочастотного электрического поля пространственного заряда, η – удельный заряд электрона, ε_0 – универсальная электрическая постоянная.

После предположения, что все переменные величины изменяются пропорционально $e^{j(\omega t - \beta x)}$, записывалась новая система из пяти алгебраических уравнений. Из условия наличия совместного решения этой системы уравнений было получено впоследствии широко известное дисперсионное уравнение

$$\frac{\omega_{p1}^2}{(\omega - \beta v_{01})^2} + \frac{\omega_{p2}^2}{(\omega - \beta v_{02})^2} = 1. \quad (4)$$

Здесь $\omega_{p1}^2 = \eta \rho_{01} / \varepsilon_0$, $\omega_{p2}^2 = \eta \rho_{02} / \varepsilon_0$ – квадраты плазменных частот пучков, ω – частота сигнала, β – постоянная распространения.

Значительную часть работы Ниргаарда занимает нахождение аналитического решения полученного уравнения четвертой степени. Результатом этого анализа явился колоссальный коэффициент усиления входного сигнала – 120 дБ на частоте 3 ГГц при длине системы 30 см. Разумеется, автор отметил, что такие результаты могут соответствовать лишь сильно идеализированной модели, которая физически не может

быть реализована. Однако он надеялся, что усовершенствования модели, приближающие ее к реальной системе, не заставят себя долго ждать.

В своей работе Ниргаард отметил еще две готовящиеся на тот момент к публикации работы, посвященные двухлучевому усилителю. Одной из них являлась работа Гаева [13]. В работе Гаева присутствует также линейная теория усилителя с двумя пучками, схожая с той, что была опубликована Ниргаардом. Однако Гаев использовал приближенное решение дисперсионного уравнения (4). Можно ввести среднюю скорость пучков и разность скоростей следующим образом:

$$v = \frac{v_{01} + v_{02}}{2}, \quad (5)$$

$$\delta = \frac{v_{01} - v_{02}}{2}, \quad (6)$$

при этом $v_{01} \neq v_{02}$, $v_{01} = v + \delta$, $v_{02} = v - \delta$.

Если теперь положить $\beta = \omega/v + \gamma$, подставить в исходное дисперсионное уравнение и пренебречь слагаемым $\gamma\delta \rightarrow 0$, что соответствует малому различию невозмущенных скоростей пучков, то можно получить новое уравнение вида:

$$\frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{v\omega_p} + \frac{\gamma v}{\omega_p}\right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{\delta\omega}{v\omega_p} - \frac{\gamma v}{\omega_p}\right)^2} = 1 \quad (7)$$

или

$$\frac{1}{(\chi + \xi)^2} + \frac{1}{(\chi - \xi)^2} = 1. \quad (8)$$

здесь $\chi = \omega\delta/\omega_p v$ – параметр неоднородности, $\xi = \gamma v/\omega_p$.

Уравнение (8) является биквадратным. Можно видеть, что для возникновения неустойчивости в системе из двух пучков хотя бы один из корней должен иметь мнимую положительную часть. Это условие достигается при $0 < \chi < \sqrt{2}$. В этом случае в пространстве системы будут распространяться четыре волны: одна нарастающая, одна затухающая и две постоянной амплитуды. Также легко определить, что максимально быстрое нарастание амплитуды тока достигается при $\chi \approx 0.73$.

Помимо построенной теории в своей работе Гаев привел результаты первого экспериментального исследования двухлучевого прибора, названного им

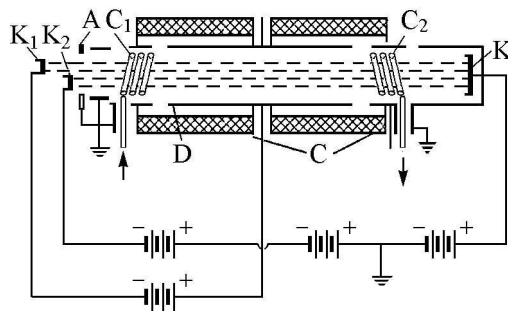


Рис. 1. Схема электронно-волновой лампы. $K_{1,2}$ – катоды, A – ускоряющий анод, $C_{1,2}$ – входная и выходная спиральи, C – фокусирующие соленоиды, D – проводящая труба, K – коллектор (цит. по [1])

электронно-волновой лампой (ЭВЛ). Схема прибора приведена на рис. 1. Электронные пучки в ЭВЛ формировались двумя близко расположенными спиральными катодами и параллельно друг другу влетали в пространство взаимодействия. На входе и на выходе из пространства взаимодействия располагались короткие отрезки спиралей, служащие вводом и выводом энергии. В ходе этого эксперимента при суммарном токе 15 мА на частоте 3 ГГц был получен коэффициент усиления 46 дБ.

Другим, казалось бы, интересным вариантом усилителя, предложенным Гаевым в его работе, стала однолучевая ЭВЛ с пространственным зарядом (space-charge tube). В ней формировался один цилиндрический электронный пучок. Входным и выходным устройством служили резонаторы. За счет полей пространственного заряда пучок становился неоднородным по скорости, электроны, расположенные ближе к оси пучка, начинали двигаться медленнее электронов, расположенных дальше от центра пучка. По мнению Гаева, такая система также могла дать значительное усиление. Однако в дальнейшем целый ряд исследований показал невозможность усиления в подобной системе. К этим работам мы вернемся позднее.

Практически одновременно с Ниргаардом и Гаевым похожие теоретические исследования проводили Пирс и Хебенштейн [14]. В примечании к своей работе авторы отметили, что во время подготовки их статьи им стало известно о внезапном выходе статьи Гаева, посвященной результатам засекреченной до того момента работе и содержащей похожий анализ двухпучковой системы. Однако Пирс с соавтором впервые рассмотрели модель цилиндрических пучков. Такой анализ помог их коллеге Холленбергу провести экспериментальное исследование прибора, ранее названного ими «двухлучевой усилитель».

В эксперименте Холленберг использовал два различных макета [15]. В обоих макетах в качестве входного устройства использовались отрезки спирали. Различие заключалось в том, что выводом энергии в одном из макетов являлся отрезок спирали, в то время как в другом использовался резонатор. Используемые макеты имели некоторые отличия от моделей, описанных в работе Пирса и Хебенштейна. Во-первых, использовались не сплошные цилиндрические пучки, а трубчатые. Во-вторых, пучки были пространственно разделены, а не перемешаны. В-третьих, в эксперименте пучки находились внутри проводящей трубы конечного радиуса. И, наконец, пучки не имели строгой цилиндрической формы из-за наличия разброса значений поперечных компонент скорости электронов.

В отличие от эксперимента Гаева, использовались низковольтные пучки и относительно низкие частоты. Изначально теория Пирса и Хебенштейна предсказывала величину усиления около 40 дБ, но позже учет факта пространственного разделения пучков скорректировал это значение. В итоге, при напряжении пучков 54 В и 33 В на частоте 200 МГц был получен коэффициент усиления 29 дБ, что хорошо согласовалось с теорией.

Позже, в работе [16] Пирс более подробно рассмотрел двухлучевой усилитель с двумя концентрическими трубчатыми пучками, в котором для ввода и вывода энергии использовались резонаторы. Им был проведен также численный расчет коэффициента усиления для широкого набора параметров пучков, включая случаи, когда скорость одного из пучков мала или равна нулю [17].

Большой интерес представляет работа, в которой Пирс и Уолкер теоретически показали возможность усиления сигнала в системе, в которой пучки влетают в пространство взаимодействия почти перпендикулярно друг другу [18]. По мнению авторов, эти результаты могли быть полезны в теории лампы с поперечным током. В рассмотренной ими модели два идентичных электронных потока движутся со скоростями u_0 в z -направлении и со скоростями u_1 и $-u_1$, соответственно, в y -направлении. Был рассмотрен случай бесконечно широких электронных потоков и случай, в котором пространство по оси y ограничено поверхностью, упруго

отражающей электроны. В обоих случаях была показана возможность существования нарастающих волн. При этом полученное дисперсионное уравнение при определенной замене переменных полностью совпадает с дисперсионным уравнением (4) одномерной теории.

1.2. Пучки с непрерывной функцией распределения заряженных частиц по скоростям. Ранее было отмечено, что работы Пирса и Гаева послужили толчком для целого ряда исследований. Так, например, начались широкие исследования в области возникновения неустойчивости в одном электронном пучке. Идея была подана Пирсом и заключалась в следующем. В электронном пучке дрейфовые скорости электронов подчиняются некоторой функции распределения. Вид этой функции определяется конструкцией электронной пушки. Ранее было показано, что, если пучок состоит из двух моноскоростных пучков со слабо различающимися скоростями, то такая система может демонстрировать неустойчивость. В общем случае это было показано и для многолучевой системы. Поэтому было предложено разбить электронный поток на большое количество составляющих его моноэнергетических электронных потоков. Первым эту проблему осветил Кент [19]. В своей работе он рассматривал ленточный пучок, полностью заполняющий пространство между двумя параллельными пластинами. Предполагалось, что из-за падения потенциала в середине пучка продольная скорость электронов в центре будет ниже скорости электронов по краям. Это может привести к возникновению неустойчивости. Автором было показано, что неустойчивость может возникнуть, только если функция распределения электронов по скоростям будет иметь более одного локального максимума. Однако в данной системе функция распределения не обладала подобным свойством.

Похожее исследование провел Бим [20]. В его работе повторяется теоретическое рассмотрение цилиндрического пучка с падением потенциала посередине. Результаты также говорят об отсутствии усиления, как и в работе Кента. Помимо этого был проведен компьютерный расчет, также показавший отсутствие нарастающих волн, и эксперимент. В эксперименте были использованы подвижные резонаторы для определения напряженности поля пространственного заряда в различных точках пространства дрейфа с целью обнаружения экспоненциально нарастающих волн. Автор отметил, что нарастание волн не наблюдалось, однако при достаточно низком напряжении на коллекторе образовывались вторичные электроны, вызывавшие усиление до 30 дБ. Это, по мнению автора, могло объяснить появление усиления в экспериментах с одним электронным пучком.

Помимо выше перечисленных исследователей работы по изучению устойчивости электронных пучков проводились Мираном [21], Бриггсом [22] и другими. В работе Желязкова [23], например, исследовалась неустойчивость ограниченного изолированного от металлических стенок плоскопараллельного электронного пучка с градиентом скорости. Показано, что такой пучок может быть устойчивым только по отношению к длинноволновым колебаниям, и что для возникновения неустойчивости требуется больший градиент скорости, чем в случае, когда пучок не ограничен металлическими стенками. Исследователи касались также устойчивости многолучевых электронных пучков, возбуждаемых шумовыми сигналами. К примеру, в работах Сигмана [24, 25] приводятся результаты анализа распространения шумового сигнала в многолучевой системе, проводимого как с помощью моделирования, так и с помощью аналитических методов [26, 27].

В нашей стране заниматься двухлучевыми приборами начали несколько позже. Пожалуй, первыми работами, посвященными данной теме стали работы Лопухина [1, 28]. В них была описана одномерная линейная теория электронно-волновой лампы, в рамках которой автор привел вывод дисперсионного уравнения для такой системы, опираясь на теорию Власова [29]. Также в них был дан краткий обзор имеющихся на тот момент научных результатов.

Рассмотрим кратко, следуя [28], общий случай движения электронного потока с произвольной функцией распределения электронов по скоростям. Будем искать вид дисперсионного уравнения для потока в приближении малого сигнала, исходя из совместного решения двух линеаризованных уравнений: кинетического уравнения для функции распределения f

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \operatorname{grad}_{\vec{r}} f + \frac{e\vec{E}}{m} \operatorname{grad}_{\vec{v}} f_0 = 0 \quad (9)$$

(здесь $\operatorname{grad}_{\vec{r}} f = \partial f / \partial \vec{r}$, $\operatorname{grad}_{\vec{v}} f_0 = \partial f_0 / \partial \vec{v}$, f_0 – равновесное распределение) и уравнения Пуассона

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{или} \quad \frac{\rho}{\varepsilon_0} = -\nabla^2 \phi. \quad (10)$$

Здесь \vec{v} – вектор скорости, ρ – объемная плотность заряда, \vec{E} – вектор напряженности электрического поля пространственного заряда, ϕ – потенциал электрического поля, ε_0 – универсальная электрическая постоянная.

Вывод кинетического уравнения для данной задачи позже был приведен в книге Вайнштейна и Солнцева [30].

Решение будем искать в виде суперпозиции плоских бегущих волн

$$\begin{cases} f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_k(\vec{r}, \vec{v}) e^{j\omega t}, \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_k(\vec{r}) e^{j\omega t}, \\ \phi(\vec{r}, t) = \phi_1 e^{j(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \end{cases} \quad (11)$$

где $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$, \vec{k} – волновой вектор. При этом считаем, что \vec{E}_k , f_k пропорциональны $e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)}$.

Из уравнения (9) имеем

$$j(\omega - \vec{v}\vec{k}) f_k + j\vec{k} \frac{e}{m} \phi_1 \operatorname{grad}_{\vec{v}} f_0 = 0. \quad (12)$$

Используя уравнение Пуассона, получаем систему уравнений

$$\begin{cases} f_k = \frac{\vec{k}(e/m)\phi_1 \operatorname{grad}_{\vec{v}} f_0}{(\omega - \vec{v}\vec{k})}, \\ -k^2 \phi_1 = \frac{e}{\varepsilon_0} \int f_k d\vec{v}. \end{cases} \quad (13)$$

Из системы уравнений (13) находим:

$$-k^2 \phi_1 = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\vec{k}(e/m) \phi_1 \text{grad}_{\vec{v}} f_0}{(\omega - \vec{v} \vec{k})} d\vec{v}$$

или

$$k^2 = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 m} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\vec{k} \text{grad}_{\vec{v}} f_0}{(\omega - \vec{v} \vec{k})} d\vec{v}. \quad (14)$$

Таким образом, мы получили общий вид дисперсионного соотношения

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 m} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_x \frac{\partial f_0}{\partial x} + k_y \frac{\partial f_0}{\partial y} + k_z \frac{\partial f_0}{\partial z}}{(\omega - k_x v_x - k_y v_y - k_z v_z)} dv_x dv_y dv_z. \quad (15)$$

Пусть имеем n потоков со средними концентрациями N_i ($i = 1, 2, \dots, n$) и средними скоростями \vec{v}_i (v_{xi}, v_{yi}, v_{zi}), и пусть функция распределения имеет вид

$$f_0(v_x, v_y, v_z) = \sum_{i=1}^n N_i \delta(v_x - v_{xi}) \delta(v_y - v_{yi}) \delta(v_z - v_{zi}). \quad (16)$$

Перепишем дисперсионное уравнение (15)

$$1 = -\frac{e^2}{\varepsilon_0 m k^2} \int \frac{\vec{k} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}}}{(\omega - \vec{v} \vec{k})} d\vec{v}. \quad (17)$$

Проинтегрируем (17) по частям; при этом используем условия $f_0(\vec{v})|_{v=\infty} = f_0(\vec{v})|_{v=-\infty} = 0$, физический смысл которых заключается в том, что число электронов с очень большими скоростями пренебрежимо мало. Получим

$$1 = \frac{e^2}{\varepsilon_0 m} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_0}{(\omega - \vec{v} \vec{k})^2} d\vec{v}. \quad (18)$$

Подставляя в (18) выражение для функции распределения и принимая во внимание, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - a) f(x) dx = f(a), \quad (19)$$

получаем

$$1 = \sum_{i=1}^n \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - k_x v_{xi} - k_y v_{yi} - k_z v_{zi})^2}, \quad (20)$$

где $\omega_{pi}^2 = (e^2 N_i) / (m_e \varepsilon_0)$ – плазменная частота i -го электронного потока. В случае двух идентичных потоков ($\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$) мы получим уже известное в линейной одномерной теории уравнение.

Очевидно, что случай функции распределения в виде δ -функции является идеализированным. Учет теплового разброса применительно к системе из двух электронных потоков был впервые представлен в работе Бергнера [31]. В ней автор получил дисперсионное соотношение с учетом теплового движения электронов и аналитически показал, что для возникновения двухпотоковой неустойчивости значение средней тепловой скорости электронов должно быть много меньше модуля разности средних скоростей взаимодействующих пучков.

Позже к похожему выводу пришла М.И. Родак [32]. В своей работе она рассмотрела двухлучевой усилитель, причем в качестве функции распределения была взята двугорбая функция, близкая по характеру к максвелловской. Было показано, что тепловой разброс электронов в двухлучевом усилителе уменьшает диапазон усиливаемых частот, снижая их верхнюю границу, а также уменьшает коэффициент усиления. Достаточно большой тепловой разброс может привести к прекращению усиления. Таким образом, для усиления необходимы четко выраженные пики в равновесной функции распределения электронов по скоростям.

1.3. Физика процессов взаимодействия. К концу 1950-х годов теоретические и экспериментальные исследования давали достаточно полное описание основных принципов двухлучевого усиления. Однако по-прежнему не хватало физической трактовки данного явления. Многие авторы предпринимали попытки построить общую картину процессов, приводящих к неустойчивости двух электронных пучков, но зачастую ограничивались лишь поверхностным рассмотрением. К примеру, подобные описания можно найти у Чена [33], Кролла и Трайвелписа [34], а также у Стикса [35] и Варнеке [36]. Однако наиболее полной, на наш взгляд, является трактовка Тагера и Голанта [37]. В своей работе авторы впервые провели сравнение механизмов работы электронно-волновой лампы с ЛБВ и параметрическим усилителем. Остановимся на ней подробнее.

Рассмотрим, следуя [37], два полностью перемешанных электронных пучка, движущихся параллельно в пространстве дрейфа с различными, но близкими по величине скоростями v_1 и v_2 . Для простоты считаем, что плазменные частоты обоих пучков равны ω_p . Допустим, что один из пучков на входе в пространство дрейфа был промодулирован по скорости сигналом с частотой ω . В результате этого в потоке в пространстве дрейфа начнут образовываться электронные сгустки, причем расстояние между соседними сгустками определяется как $\lambda_{gi} = \lambda v_i / c$. По мере движения в пространстве дрейфа сгустки уплотняются, достигая максимальной плотности через четверть периода $T_\pi = 2\pi v_i / \omega_p$ плазменных колебаний, а затем снова расплываются. В дальнейшем сгустки достигают максимальной степени сжатия через каждые полпериода плазменных колебаний.

Под влиянием модуляции по плотности первого потока во втором тоже начинают образовываться сгустки. Поскольку средняя скорость движения электронных потоков различна, электроны одного из них медленно «скользят» относительно сгустков второго. В каждом из потоков между сгустками электронов и расположенными между ними областями с избыточным положительным зарядом возникает электрическое поле. Это поле тормозит или ускоряет перемещающиеся в нем сгустки другого потока. По мере разделения положительного и отрицательного пространственного заряда в ходе уплотнения сгустков амплитуда поля возрастает. Таким образом, знакопеременное поле кулоновских сил каждого из электронных потоков для движущихся

в этом поле электронов другого потока представляется таким же и, следовательно, оказывает то же воздействие на них, что и высокочастотное поле ЛБВ. То есть в случае наличия нарастающей волны в «медленном» потоке электроны «быстрого» потока больше времени будут находиться в тормозящем поле, чем в ускоряющем. Сгустки быстрого потока, раз сформировавшись в области тормозящего поля (как в ЛБВ), остаются в нем, непрерывно переформируясь и уплотняясь. При этом они отдают энергию полю кулоновских сил, создаваемому сгустками медленного потока, уплотняя тем самым эти сгустки.

Так как сгустки электронов из каждого потока во время своего движения остаются в одной и той же фазе поля второго потока, скорости перемещения сгустков в обоих потоках одинаковы. В частном случае потоков с равными плазменными частотами скорость движения сгустков равна средней скорости электронов в обоих потоках.

Процесс трансформации кинетической энергии электронов в энергию высокочастотного поля в работе [37] пояснен с точки зрения группировки электронов в системе координат, связанной с одним из потоков. В такой системе координат образование сгустков связано с накоплением в потоке потенциальной энергии. Электроны второго потока двигаются в тормозящем (по отношению к направлению их перемещения) поле кулоновских сил потока, движущегося вместе с системой координат. Поэтому увеличение потенциальной энергии первого потока может происходить за счет уменьшения кинетической энергии второго потока. Последняя в выбранной системе координат определяется разностью скоростей обоих потоков.

Отмечалось, что при изучении явления в движущейся системе координат особенно четко вырисовывается сходство явлений в обоих потоках. В самом деле, в системе координат, движущейся совместно с быстрым потоком, сгустки медленного потока перемещаются в тормозящем поле быстрого, так что кинетическая энергия этих электронов снижается, изменяя поле кулоновских сил сгустков быстрого потока, то есть увеличивая потенциальную энергию этого потока. Совершенно аналогично в системе координат, движущейся совместно с медленным потоком, сгустки быстрого потока, двигаясь в тормозящем поле, создаваемом сгустками медленного потока, отдают свою кинетическую энергию, увеличивая потенциальную энергию этого потока.

Таким образом, разность скоростей электронов в обоих потоках в ходе образования сгустков сокращается. Это сокращение происходит как за счет замедления электронов в быстром потоке, так и за счет их ускорения в медленном, так что в процессе группировки скорости электронов обоих потоков стремятся к некоторой средней величине, равной скорости движения сгустков. Поэтому максимальная группировка, достижимая в такой лампе, определяется начальной разностью скоростей электронов.

Уже говорилось, что процессы возникновения неустойчивости в двухпоточковой системе имеют много общего с аналогичными процессами в ЛБВ. Ниже будет показана справедливость подобной аналогии с точки зрения механизма связанных волн. В качестве взаимодействующих волн будут рассматриваться волны пространственного заряда в двух электронных пучках. Подобный подход упоминается, к примеру, в книге Лоусона [38]. При этом известно, что, зачастую, при определенных условиях возможен учет взаимодействия только двух волн (см., например, [39]).

Понятие взаимной связи крайне полезно для решения задач в системах генерации и передачи энергии. Существует огромное количество примеров, где использование понятия связанной системы дает возможность с легкостью найти решение задачи, и не только из области электроники. Используя понятие связи, можно разбить исследуемую связанную систему на несколько изолированных элементов и затем найти точное решение описывающих систему уравнений для каждого элемента. Тогда, если предположить, что исходная сложная система состоит из элементов, слабо связанных друг с другом, то можно описать ее поведение с точки зрения поведения ее элементов. В этом, кратко, и состоит метод связанных колебаний и волн [40].

В электронных пучках возможно распространение волн различных типов и при разных условиях. Во многих приборах используется связь этих волн с пассивными или активными электродинамическими системами. Следовательно, использование метода связанных колебаний и волн является здесь крайне целесообразным. Хорошо известно, что распространение возмущений плотности и скорости в электронном потоке может быть представлено суперпозицией двух бегущих волн пространственного заряда, движущихся с различными скоростями – быстрой волны пространственного заряда и медленной. Свойства этих волн подробно описаны, например, в работах Старрока [41,42] и Хауса [43]. В случае двух потоков, очевидно, следует рассматривать уже четыре волны пространственного заряда. При этом взаимодействие потоков соответствует взаимодействию этих волн. С помощью теории связанных волн можно рассмотреть частное взаимодействие любой волны одного потока с любой волной другого и проанализировать его на неустойчивость.

Система уравнений, описывающая два одномерных электронных потока с гидродинамической точки зрения в предположении, что во времени все переменные величины изменяются по закону $e^{j\omega t}$, имеет вид [44]

$$\begin{cases} E = -\frac{i_1 + i_2}{j\omega\epsilon_0}, \\ \frac{\partial^2 i_1}{\partial x^2} + 2jk_{e1}\frac{\partial i_1}{\partial x} - k_{e1}^2 i_1 = j\omega\epsilon_0 k_{p1}^2 E, \\ \frac{\partial^2 i_2}{\partial x^2} + 2jk_{e2}\frac{\partial i_2}{\partial x} - k_{e2}^2 i_2 = j\omega\epsilon_0 k_{p2}^2 E. \end{cases} \quad (21)$$

Здесь $k_{e1,2} = \omega/v_{1,2}$, $k_{p1,2} = \omega_{p1,2}/v_{1,2}$, $i_{1,2}$ – плотности токов, $v_{1,2}$ – постоянные составляющие скоростей электронных потоков, $\omega_{p1,2}$ – плазменные частоты, E – амплитуда электрического поля пространственного заряда.

Рассмотрим случай, когда направления фазовых скоростей волн совпадают. Перейдем к интегральной форме уравнений для тока [44], полученной после преобразования Лапласа при нулевых начальных условиях

$$\begin{cases} i_1(x) = -k_{p1}^2 \int_0^x i_2(\zeta) \frac{\sin k_{p1}(x-\zeta)}{k_{p1}} e^{-jk_{e1}(x-\zeta)} d\zeta, \\ i_2(x) = -k_{p2}^2 \int_0^x i_1(\zeta) \frac{\sin k_{p2}(x-\zeta)}{k_{p2}} e^{-jk_{e2}(x-\zeta)} d\zeta. \end{cases} \quad (22)$$

Правые части уравнений системы (22) могут быть представлены как суммы токов, связанных с «быстрой» и «медленной» волной пространственного заряда.

$$\begin{cases} i_1(x) = -\frac{k_{p1}}{2j} \left[\int_0^x i_2(\zeta) e^{-j(k_{e1}-k_{p1})(x-\zeta)} d\zeta - \int_0^x i_2(\zeta) e^{-j(k_{e1}+k_{p1})(x-\zeta)} d\zeta \right], \\ i_2(x) = -\frac{k_{p2}}{2j} \left[\int_0^x i_1(\zeta) e^{-j(k_{e2}-k_{p2})(x-\zeta)} d\zeta - \int_0^x i_1(\zeta) e^{-j(k_{e2}+k_{p2})(x-\zeta)} d\zeta \right] \end{cases} \quad (23)$$

или

$$\begin{cases} i_1(x) = -\frac{k_{p1}}{2j} \left[e^{-j(k_{e1}-k_{p1})x} \int_0^x i_2(\zeta) e^{j(k_{e1}-k_{p1})\zeta} d\zeta - e^{-j(k_{e1}+k_{p1})x} \int_0^x i_2(\zeta) e^{j(k_{e1}+k_{p1})\zeta} d\zeta \right], \\ i_2(x) = -\frac{k_{p2}}{2j} \left[e^{-j(k_{e2}-k_{p2})x} \int_0^x i_1(\zeta) e^{j(k_{e2}-k_{p2})\zeta} d\zeta - e^{-j(k_{e2}+k_{p2})x} \int_0^x i_1(\zeta) e^{j(k_{e2}+k_{p2})\zeta} d\zeta \right]. \end{cases} \quad (24)$$

Для проведения аналогии с лампой бегущей волны воспользуемся трехволновым приближением. В ЛБВ волны пространственного заряда электронного пучка взаимодействуют с волной в замедляющей структуре. При этом известно, что волна в замедляющей структуре обладает положительной энергией, быстрая волна пространственного заряда пучка также обладает положительной энергией, а медленная волна пространственного заряда обладает отрицательной энергией. Таким образом, далее будем рассматривать систему из двух пучков, в одном из которых возбуждены обе волны пространственного заряда, а в другом пучке возбуждена только быстрая волна.

В этом случае система уравнений (24) примет вид

$$\begin{cases} i_1(x) = -\frac{k_{p1}}{2j} e^{-j(k_{e1}-k_{p1})x} \int_0^x (i_2(\zeta) + i_2(\zeta)) e^{j(k_{e1}-k_{p1})\zeta} d\zeta, \\ i_2(x) = -\frac{k_{p2}}{2j} e^{-j(k_{e2}-k_{p2})x} \int_0^x i_1(\zeta) e^{j(k_{e2}-k_{p2})\zeta} d\zeta, \\ i_2(x) = \frac{k_{p2}}{2j} e^{-j(k_{e2}+k_{p2})x} \int_0^x i_1(\zeta) e^{j(k_{e2}+k_{p2})\zeta} d\zeta. \end{cases} \quad (25)$$

Здесь i_1 , i_2 , i_2 – амплитуды токов быстрой волны первого потока, быстрой волны второго потока и медленной волны второго потока, соответственно. После дифференцирования (25) можно легко получить

$$\begin{cases} \frac{di_1}{dx} = -j(k_{e1} - k_{p1}) i_1 + j \frac{k_{p1}}{2} i_2 + j \frac{k_{p1}}{2} i_2, \\ \frac{di_2}{dx} = -j(k_{e2} - k_{p2}) i_2 + j \frac{k_{p2}}{2} i_1, \\ \frac{di_2}{dx} = -j(k_{e2} + k_{p2}) i_2 - j \frac{k_{p2}}{2} i_1. \end{cases} \quad (26)$$

Предположим, что все амплитуды токов изменяются как e^{-jkx} , тогда из (26) вытекает

$$\begin{cases} -j[k - (k_{e1} - k_{p1})] i_1 - j\frac{k_{p1}}{2} i_2 - j\frac{k_{p1}}{2} i_2 = 0, \\ -j[k - (k_{e2} - k_{p2})] i_2 - j\frac{k_{p2}}{2} i_1 = 0, \\ -j[k - (k_{e2} + k_{p2})] i_2 + j\frac{k_{p2}}{2} i_1 = 0. \end{cases} \quad (27)$$

После приравнивания нулю определителя системы (27)

$$\begin{vmatrix} -j[k - (k_{e1} - k_{p1})] & -j\frac{k_{p1}}{2} & -j\frac{k_{p1}}{2} \\ -j\frac{k_{p2}}{2} & 0 & -j[k - (k_{e2} - k_{p2})] \\ j\frac{k_{p2}}{2} & -j[k - (k_{e2} + k_{p2})] & 0 \end{vmatrix} = 0$$

получим дисперсионное уравнение вида

$$[k - (k_{e1} - k_{p1})][k - (k_{e2} - k_{p2})][k - (k_{e2} + k_{p2})] = -\frac{k_{p1}k_{p2}^2}{2}. \quad (28)$$

Его решение показано на рис. 2. Предполагалось, что $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$.

Как известно, дисперсионное уравнение ЛБВ в трехволновом приближении имеет вид (см., например, [45])

$$(k - k_0) [(k - k_e)^2 - k_p^2] = -k_e k_0^2 C_0^3, \quad (29)$$

где $k_0 = \omega/v_\phi$, $k_e = \omega/v_0$, $k_p = \omega_p/v_0$, ω – частота, k – постоянная распространения, v_ϕ – фазовая скорость волны в замедляющей системе, v_0 – скорость электронов в пучке, C_0 – параметр усиления Пирса.

Легко видеть, что по структуре уравнение (29) совпадает с уравнением (28). На рис. 3 приведена дисперсионная характеристика ЛБВ в безразмерных координатах, аналогичных тем, что использовались при построении дисперсионной характеристики для двухпоточковой системы, а именно

$$\theta = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \beta = \frac{kv_0}{\omega_p}, \quad S = \frac{v_0}{v_\phi}.$$

Сравнивая рис. 3 и рис. 2, следует также отметить, что характер дисперсионных характеристик на них полностью совпадает. Таким образом, можно говорить о наличии глубокой аналогии между процессами, протекающими в лампе бегущей волны, и процессами в двухпоточковой системе.

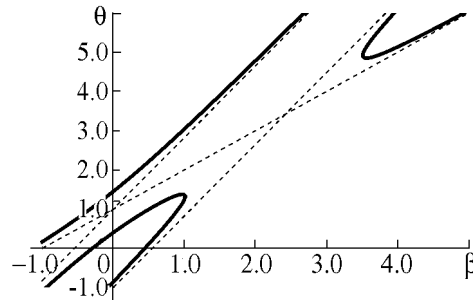


Рис. 2. Дисперсионная характеристика для случая взаимодействия быстрой волны более медленного электронного потока с волнами пространственного заряда более быстрого электронного потока. Здесь $\beta = (kv_1)/\omega_p$, $\theta = (\omega/\omega_p)$, $S = v_2/v_1$

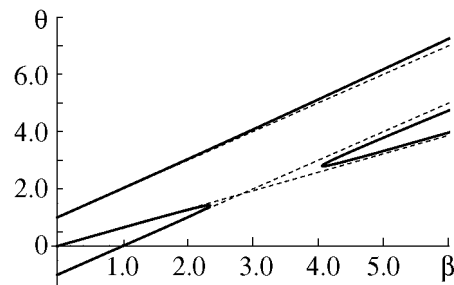


Рис. 3. Дисперсионная характеристика ЛБВ в трехволновом приближении

1.4. Нелинейные явления в системе двух взаимодействующих электронных потоков. Явление двухпотоковой неустойчивости в электронных пучках, как большинство других видов неустойчивостей, впервые было описано в рамках простейшей линейной модели. В такой модели в случае наличия неустойчивости решение давало экспоненциальный рост некоторой определяющей физической величины, например тока, вдоль пространства взаимодействия. Именно в этом случае обычно говорилось о развитии неустойчивости в системе. Как и в случае с лампой бегущей волны, на основе линейной теории был создан работающий прибор. Однако для дальнейшей оптимизации и объяснения экспериментальных результатов требовалось построение модели, учитывающей нелинейные эффекты.

Первой работой по нелинейному описанию процессов в электронно-волновой лампе стала работа Филимонова [45]. В ней автор рассмотрел взаимодействие двух электронных односкоростных потоков, в каждом из которых электроны на входе лампы имеют определенную скорость, плотность и заданное распределение по сечению пучка. Тепловой разброс и поперечное движение электронов не учитывались. Для построения теории был использован метод, ранее широко применявшийся в нелинейной теории ЛБВ. Автором, в первую очередь, был предложен вид функции взаимодействия различных сечений пучка ограниченного диаметра, что позволило рассчитать поле пространственного заряда в такой системе. После этого были записаны нелинейные уравнения движения для многолучевой лампы. Полученная система интегро-дифференциальных уравнений могла быть решена аналитически только в приближении слабых возмущений. На основе этой системы автором было проведено исследование законов сохранения и, впоследствии, произведен численный расчет ЭВЛ [46]. Результатом расчета стало нахождение предельного КПД прибора, который достигает 60...65%. Помимо прочего, при учете нелинейности автор получил значительно большее усиление на единицу длины по сравнению со значениями, предсказанными линейной теорией.

В то же время за границей также проводились работы по нелинейной теории двухпотоковой неустойчивости. Одно из первых нелинейных описаний двух взаимодействующих электронных пучков встречается в работе Мирана [47]. Изначально его интерес к двухпотоковой модели возник в результате исследования нелинейных явлений внутри пучка с непрерывным распределением электронов по скоростям. Для анализа такой системы им была создана дисковая модель электронного пучка [48, 49]. При этом электронный пучок с непрерывным распределением был заменен на восемь моноскоростных пучков. В результате численного эксперимента наблюдался сильный нелинейный эффект, выражающийся в обгоне одних электронов другими при неожиданно низких уровнях сигнала. Для того чтобы прояснить картину происходящего, Миран упростил многолучевую модель до двухлучевой.

Для расчета были взяты хорошо перемешанные цилиндрические пучки конечного радиуса с различными дрейфовыми скоростями и одинаковыми плазменными частотами. Было показано, что в системе на определенной длине наблюдается ограничение роста переменной составляющей тока, причем уровень тока не стремится к некоторой постоянной величине, а флуктуирует. На рис. 4 представлена зависимость нормированных амплитуд первых трех гармоник тока от нормированной длины пространства взаимодействия. Как видно из рисунка, на некоторой длине прекращается рост тока. Миран объясняет это началом захвата электронов полем волны

пространственного заряда. Также он отмечает, что в случае ограниченных потоков редуцированная плазменная частота начинает зависеть от частоты сигнала. Это приводит к тому, что вторая и третья гармоники на дисперсионной диаграмме также оказываются в области неустойчивости и начинают возрастать. Соответствующие зависимости показаны на рис. 5.

Интересный численный эксперимент был проведен Буснардо-Нито и Роу [50]. В своей работе они рассмотрели аксиально-симметричную систему, состоящую из двух попутных цилиндрических перемешанных электронных пучков конечного диаметра внутри проводящей трубы в одномерном и двумерном случаях. Как и Миран, авторы показали наличие нелинейного ограничения неустойчивости, связанного с захватом. Основной задачей было исследование нарастания амплитуд гармоник тока

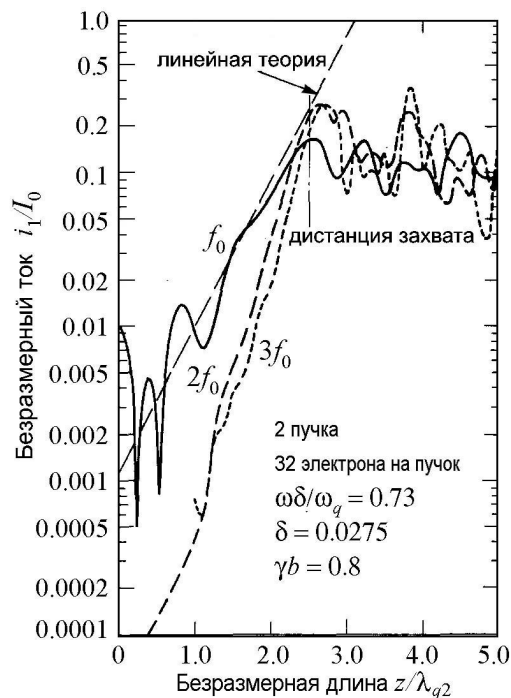


Рис. 4. Зависимость нормированного тока от нормированной длины пространства взаимодействия [47]

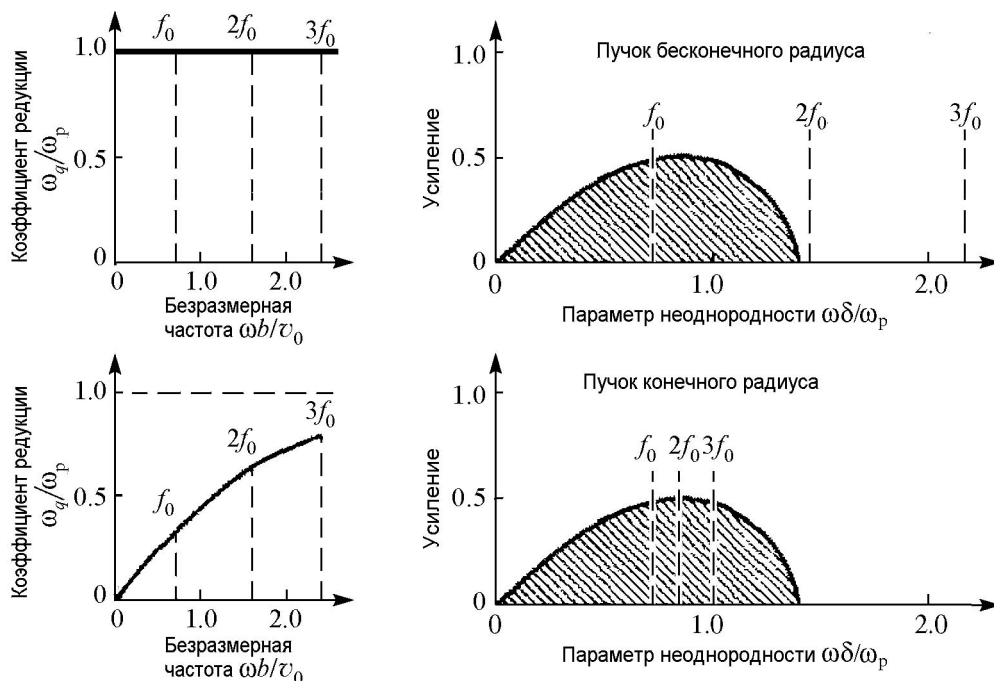


Рис. 5. Зависимость коэффициента редукции плазменной частоты и усиления от параметра неоднородности для случаев бесконечно широкого пучка (вверху) и ограниченного (внизу) [47]

с расстоянием. В случае скоростной модуляции в самом начале наблюдался большой рост амплитуд полей и токов за счет механизма клистронной группировки, и только после этого начинал преобладать двухлучевой механизм усиления. Увеличив глубину модуляции, можно было получить такой режим, при котором преобладание двухпотоковой неустойчивости наступало при слишком больших значениях амплитуд полей и токов, и это приводило к разрушению области экспоненциального роста за счет возникающих нелинейностей. При начальной модуляции по плотности подобная картина не наблюдалась, поскольку в этом случае происходила постепенная разгруппировка электронных сгустков. Конечным результатом является тот факт, что при модуляции по плотности насыщение происходит позже, но при тех же значениях напряженности поля и тока, что и при модуляции по скорости. И это с учетом того, что при скоростной модуляции с самого начала возбуждается только одна гармоника, в то время как при модуляции по плотности возбуждались сразу несколько гармоник. На рис. 6 можно видеть различие в поведении при разных типах модуляции. Характер этих зависимостей в точности повторяет аналогичные зависимости в работе Мирана.

Исходя из поведения траекторий электронов, авторы [50] сделали вывод, что насыщение возникает при захвате электронов, то есть в тот момент, когда электроны не могут преодолеть возникающий за счет пространственного заряда потенциальный барьер и отражаются. Вслед за этим наблюдается прекращение упорядоченного движения электронов, и они начинают колебаться в потенциальной яме.

Интересные результаты дал анализ функции распределения электронов по скоростям. Если в самом начале взаимодействия пучков функция распределения имеет два явно выраженных пика, то в процессе взаимодействия эти пики уширяются. К моменту возникновения насыщения пучки оказываются полностью перемешан-

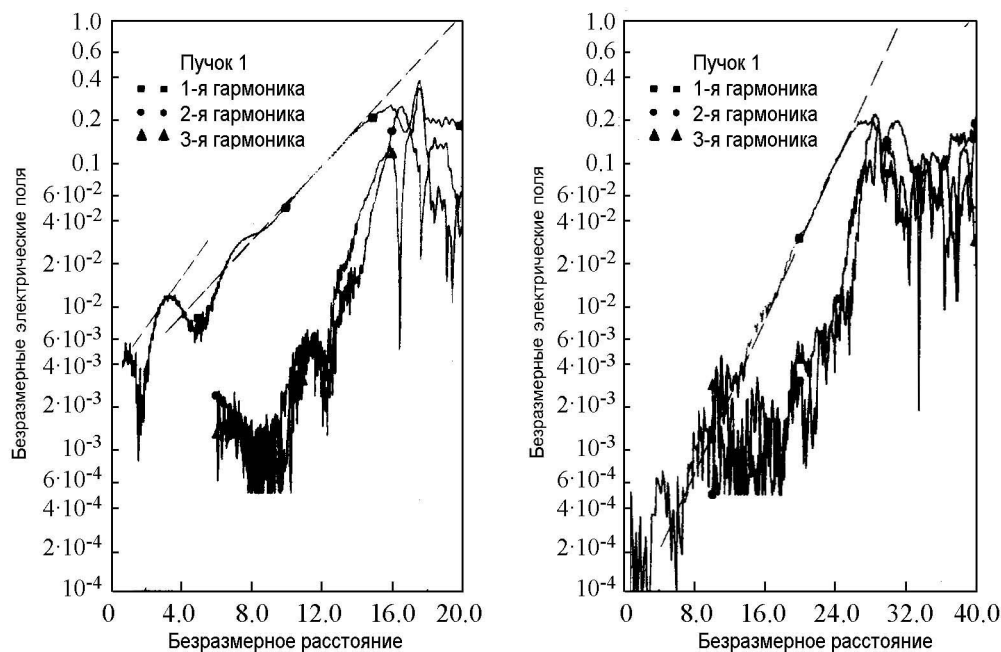


Рис. 6. Зависимость продольной компоненты электрического поля от расстояния при начальной модуляции электронных пучков по скорости (слева) и при начальной модуляции пучков по плотности (справа) [50]

ными и объединяются в один пучок с непрерывной функцией распределения по скоростям, причем максимальный разброс скоростей в ней не превышает значений тепловых скоростей электронов. Таким образом, двухпотоковая система исчезает. Авторы отметили, что такое тепловое уравнивание пучков происходит на очень коротком участке примерно за треть периода плазменного колебания. Схожие результаты были получены при численном моделировании в работе Филлипса и др. [51]. В ней также было показано, что ограничение неустойчивости возникает за счет теплового уравнивания пучков. Следует отметить, что схожие задачи для системы «пучок—плазма» в разное время рассматривались Бунеманом [52], Доусоном [53], Фридбергом [54] и Робертсом [55].

В нашей стране подобные задачи рассматривались, но не с точки зрения компьютерного моделирования. В работе Руткевича и Пашенко [56] было проведено исследование неустойчивости в двухпотоковой плазме, в частности, при взаимодействии двух встречных электронных потоков. Исследуемая в работе система представляла собой два электронных потока в тонком слое, движущихся навстречу друг другу с одинаковыми скоростями. За счет малой толщины слоя делалось предположение о независимости колебаний от поперечной координаты. На основании методов, использованных ранее в работах [57] и [58], авторы получили дисперсионное уравнение для данной системы. Кроме того был проведен анализ стационарных решений, получено уравнение для нестационарных волн, а также аналитическая формула зависимости амплитуды стационарной волны от времени. Таким образом, был проведен анализ процессов развития неустойчивости с последующим ограничением.

1.5. Применение двухпотоковой неустойчивости в СВЧ-приборах различных типов. Рассмотрим некоторые примеры использования систем с двумя взаимодействующими электронными пучками. В первую очередь уделим внимание отечественным работам, посвященным экспериментальному исследованию двухлучевых приборов.

В работе [59] Бернашевский с соавторами первыми в нашей стране провели экспериментальное исследование двухлучевого усилителя в метровом и дециметровом диапазоне длин волн. Эксперименты производились на различных макетах с различными типами пучков и способами их смещения. В частности, была экспериментально подтверждена теоретическая зависимость коэффициента усиления от расстояния между двумя ленточными пучками. Максимальный коэффициент усиления в этом случае достиг 40 дБ на частотах 100...200 МГц.

Также была сконструирована электронная пушка с магнитной фокусировкой, создающая хорошо перемешанный двухскоростной электронный пучок. В этом случае один электронный пучок вводился в другой пучок сквозь отверстия в катоде. Такой способ смещения позволил получить 60...70 дБ усиления при токе лучей 2...4 мА. Данная работа впоследствии часто упоминалась и зарубежными исследователями, поскольку содержала принципиально новые экспериментальные данные по созданию двухлучевых электронных пушек. Впоследствии ряд работ был посвящён влиянию структуры двухлучевого пучка (см., например, [60]) на коэффициент усиления.

В работе Канавца, Кузьминой и Лопухина [61] была рассмотрена ЭВЛ с резонаторным входом и выходом. Для такой лампы была проведена оценка фактора шу-

ма в предположении, что катод эмитирует электроны в температурно-ограниченном режиме, а на вход пространства дрейфа поступает полный некоррелированный дробовой шум. Было показано, что в режиме усиления, когда параметр неоднородности близок к 0.8, фактор шума двухлучевой лампы при возбуждении ее полным дробовым шумом как по току, так и по скоростям имеет порядок 60...70 дБ.

Первая электронно-волновая лампа включала в себя элементы замедляющей системы, что придавало ей сходство с лампой бегущей волны. Возможно, именно поэтому одними из самых первых приборов, в которых для улучшения выходных характеристик было предложено использовать двухпотоковую систему, стали ЛБВ и ЛОВ. В работе Лопухина, Рошаля и Кузьминой [62] приведена линейная теория двухлучевых модификаций этих приборов [62]. В рамках приближения малых сигналов были получены дисперсионные соотношения, из которых следовало, что в общем случае в двухлучевых ЛБВ и ЛОВ имеется пять парциальных волн. Одна волна имеет постоянную амплитуду, а четыре других могут иметь постоянную амплитуду или в зависимости от параметров могут экспоненциально затухать или нарастать. Фазовые скорости этих четырех волн попарно близки к средним скоростям электронных пучков. Авторы показали, что наилучшее усиление в электронно-волновой лампе бегущей волны (ЭВЛБВ) и электронно-волновой лампе обратной волны (ЭВЛОВ) достигается, когда скорости пучков близки. Когда разность скоростей увеличивается, пучки начинают взаимодействовать с замедляющей системой независимо. В обоих приборах величина коэффициента усиления существенно зависит от значения параметра неоднородности. При превышении параметром неоднородности своего критического значения нарастающие волны исчезают. Критическое значение параметра неоднородности хорошо совпадает с аналогичным значением из теории ЭВЛ. Показано, что коэффициент усиления ЭВЛБВ за счет двухлучевого взаимодействия может достигать значения 80 дБ. В свою очередь, коэффициент усиления ЭВЛОВ-усилителя достигал лишь 25 дБ. Это связано с тем, что эффект усиления в ЛОВ имеет интерференционный характер. Вдобавок механизмы группировки типа ЭВЛ и типа ЛОВ не согласуются друг с другом. Таким образом, можно сказать, что ЭВЛБВ-усилитель представляет больший интерес.

Идея использования двухпотоковой неустойчивости в СВЧ-устройствах нашла свое применение и в приборах резонансного типа. Одно из первых описаний взаимодействия двух электронных пучков с полем резонатора впервые встречается в работе Дана и Сэкмана, посвященной, фактически, двухлучевому монотрону [63]. В результате теоретического и экспериментального исследования авторы пришли к интересным выводам. Оказалось, что в диапазоне углов пролета 5π отрицательная нагруженная проводимость пучка примерно равна сумме отрицательных нагруженных проводимостей каждого пучка по отдельности. Это означало, что в данном диапазоне углов пролета, то есть, в котором может работать монотрон, нельзя получить какого-либо значительного увеличения отрицательной проводимости за счет нарастающей волны, полученной с помощью двух пучков. Данное утверждение основывалось на одномерной теории системы с двумя полностью перемешанными пучками, и было подтверждено экспериментально в системе с двумя концентрическими, не перемешанными, но довольно близкими трубчатыми пучками.

Здесь следует сделать короткое отступление и упомянуть о системах усилителей с двумя взаимодействующими электронными пучками, в которых параметры

подобраны таким образом, чтобы неустойчивость принудительно отсутствовала. Поясним сказанное.

Как известно, в простейшей линейной одномерной теории лампы бегущей волны итоговое решение представляет собой три волны, распространяющиеся в замедляющей системе вдоль пространства взаимодействия к коллекторному концу. Эти волны являются результатом решения дисперсионного уравнения третьей степени. Для обычного режима работы требуется наличие у дисперсионного уравнения двух комплексно-сопряженных корней и одного действительного корня. Таким образом, первая волна имеет постоянную амплитуду, вторая нарастает, а третья затухает. Именно неустойчивость, то есть неограниченное нарастание одной из парциальных волн, приводит к усилению (см., например, [64]). Также хорошо известно, что помимо обычного режима работы ЛБВ еще существует режим, в котором усиление достигается за счет интерференции трех парциальных волн. Данный режим был назван крестатронным [65]. Впоследствии был предложен схожий режим работы и для двухпучковой системы. Усиление в нем достигалось за счет интерференции четырех парциальных волн. Впервые он упоминается в кратком сообщении Доу и Роу [66]. Впоследствии вышла работа Лопухина [67], посвященная усилителю на встречных пучках. В ней приводились результаты линейной теории и численного решения краевой задачи, из которых следовало, что, помимо усиления за счет растущих собственных волн пространственного заряда, имеет место режим усиления за счет биений волн постоянной амплитуды.

Наиболее подробно теория так называемого интерференционного усиления в двухлучевом усилителе приведена в работе [68]. Рассмотрим, следуя ей, систему двух связанных дифференциальных уравнений, описывающую взаимодействие двух одномерных бесконечно широких электронных пучков [70]. Данная система вытекает из системы уравнений (21).

$$\begin{aligned}\frac{d^2 i_1}{dx^2} + 2jk_{e1} \frac{di_1}{dx} - (k_{e1}^2 - k_{p1}^2) i_1 &= -k_{p1}^2 i_2, \\ \frac{d^2 i_2}{dx^2} + 2jk_{e2} \frac{di_2}{dx} - (k_{e2}^2 - k_{p2}^2) i_2 &= -k_{p2}^2 i_1.\end{aligned}\quad (30)$$

Здесь i_1, i_2 – переменные составляющие токов пучков, $k_{e1,e2} = \omega/v_{01,02}$, $k_{p1,p2} = \omega_{p1,p2}/v_{01,02}$, ω – частота сигнала, $\omega_{p1,p2}$ – плазменные частоты пучков, $v_{01,02}$ – скорости пучков.

Найдем аналитическое решение системы (30). Будем искать решение для переменной составляющей тока первого пучка в виде

$$i_1(x) = C_1 e^{-jk_1 x} + C_2 e^{-jk_2 x} + C_3 e^{-jk_3 x} + C_4 e^{-jk_4 x}, \quad (31)$$

где k_i – корни дисперсионного уравнения (4). Для получения простой аналитической формы k_i воспользуемся решением приближенного уравнения (7). Примем все необходимые для этого допущения, приведенные выше. Очевидно, в этом случае

$$k_i = \frac{\omega}{v} \pm \frac{\omega_p}{v} \sqrt{\left(\frac{\omega \delta}{v \omega_p}\right)^2 + 1} \pm \sqrt{4 \left(\frac{\omega \delta}{v \omega_p}\right)^2 + 1}, \quad (32)$$

или

$$k_i = \frac{2\omega}{v_{01} + v_{02}} \pm \frac{2\omega_p}{v_{01} + v_{02}} \sqrt{\left(\frac{(v_{01} - v_{02})\omega}{(v_{01} + v_{02})\omega_p}\right)^2 + 1} \pm \sqrt{4\left(\frac{(v_{01} - v_{02})\omega}{(v_{01} + v_{02})\omega_p}\right)^2 + 1}. \quad (33)$$

Из (31) вытекает, что

$$\frac{di_1}{dx} = -jk_1 C_1 e^{-jk_1 x} - jk_2 C_2 e^{-jk_2 x} - jk_3 C_3 e^{-jk_3 x} - jk_4 C_4 e^{-jk_4 x}, \quad (34)$$

$$\frac{d^2 i_1}{dx^2} = -k_1^2 C_1 e^{-jk_1 x} - k_2^2 C_2 e^{-jk_2 x} - k_3^2 C_3 e^{-jk_3 x} - k_4^2 C_4 e^{-jk_4 x}. \quad (35)$$

Из первого уравнения системы (30) с учетом (34) и (35) получаем выражение для переменной составляющей тока второго пучка

$$i_2(x) = \frac{(k_1^2 - 2k_{e1}k_1 + k_{e1}^2 - k_{p1}^2)}{k_{p1}^2} C_1 e^{-jk_1 x} + \frac{(k_2^2 - 2k_{e1}k_2 + k_{e1}^2 - k_{p1}^2)}{k_{p1}^2} C_2 e^{-jk_2 x} + \\ + \frac{(\beta_3^2 - 2\beta_{e1}\beta_3 + \beta_{e1}^2 - \beta_{p1}^2)}{\beta_{p1}^2} C_3 e^{-j\beta_3 x} + \frac{(\beta_4^2 - 2\beta_{e1}\beta_4 + \beta_{e1}^2 - \beta_{p1}^2)}{\beta_{p1}^2} C_4 e^{-j\beta_4 x}. \quad (36)$$

Сокращенно (36) перепишем в виде

$$i_2(x) = A_1 C_1 e^{-jk_1 x} + A_2 C_2 e^{-jk_2 x} + A_3 C_3 e^{-jk_3 x} + A_4 C_4 e^{-jk_4 x}. \quad (37)$$

Очевидно, что полный ток двух пучков может быть представлен в виде суммы четырех парциальных волн

$$i(x) = (A_1 + 1) C_1 e^{-jk_1 x} + (A_2 + 1) C_2 e^{-jk_2 x} + \\ + (A_3 + 1) C_3 e^{-jk_3 x} + (A_4 + 1) C_4 e^{-jk_4 x}. \quad (38)$$

Константы определяются из начальных условий. Введем выражение для коэффициента усиления следующим образом:

$$G(L) = 20 \lg \frac{i(L)}{i(0)}, \quad (39)$$

$$G(L) = \\ = 20 \lg \frac{(A_1 + 1)C_1 e^{-jk_1 L} + (A_2 + 1)C_2 e^{-jk_2 L} + (A_3 + 1)C_3 e^{-jk_3 L} + (A_4 + 1)C_4 e^{-jk_4 L}}{(A_1 + 1)C_1 + (A_2 + 1)C_2 + (A_3 + 1)C_3 + (A_4 + 1)C_4}. \quad (40)$$

На рис. 7 приведена зависимость коэффициента усиления от расстояния для различных частот при следующих параметрах: среднее ускоряющее напряжение $U = 1500B$, разброс пучков по скоростям составляет 5% от среднего значения, ток первого пучка $I_{01} = 50$, ток второго пучка $I_{02} = 50$, начальная модуляция по току составляет 0.01% от тока пучка. Как видно из рисунка, в интерференционном режиме можно получить значительное усиление, причем коэффициент усиления растет с ростом частоты.

Также упомянем об исследовании двухпучковой неустойчивости в релятивистских клистронах. В работе Чена и др. [69] предложен вариант двухлучевого релятивистского клистрона-усилителя, в котором взаимодействие медленной волны пространственного заряда быстрого электронного пучка с быстрой волной пространственного заряда медленного электронного пучка приводит усилению модулирующего сигнала, причем модуляция возникает за счет биений быстрой и медленной волны пространственного заряда. За основу был взят многорезонаторный релятивистский клистрон, однако, в данной схеме входной и выходной резонаторы связаны гладкой трубкой без промежуточных пассивных резонаторов. Таким образом, входной и выходной резонаторы функционируют так же, как в двухрезонаторном пролетном клистроне. Согласно авторам, данная конструкция клистрона позволяет избавиться от ряда нежелательных эффектов, возникающих при работе многорезонаторного релятивистского клистрона-усилителя. А именно, за счет

исключения промежуточных резонаторов исчезают возможности самовозбуждения лампы и высокочастотного пробоя промежуточных резонаторов. Также предполагается, что в отличие от классической электронно-волновой лампы с низким КПД, обусловленным низкоэффективными спиральными входом и выходом, двухлучевой клистрон с резонаторными вводом и выводом энергии будет иметь КПД, сравнимый с КПД обычного многорезонаторного клистрона. Помимо прочего, авторы сравнивают свой прибор с двухлучевым циклотронным мазером, отмечая более сложную конструкцию последнего. В качестве модели рассматривалась система, состоящая из двух концентрических трубчатых релятивистских электронных пучков различных диаметров, движущихся в проводящей трубке (рис. 8).

Авторами был произведен аналитический расчет предельного тока в такой лампе, а также было проведено моделирование прибора методом частиц в ячейке. Расчеты показали, что на частоте 3.375 ГГц, при токах пучков 5 кА и 1 кА усиление может достигать значения 30 дБ/м.

Среди исследований двухпотоковой неустойчивости в релятивистских электронных пучках стоит упомянуть работу Ума [70]. В ней автор привел последовательную линейную теорию двухлучевой неустойчивости для случая взаимодействия двух полых релятивистских пучков, движущихся в проводящей трубке. Автор ис-

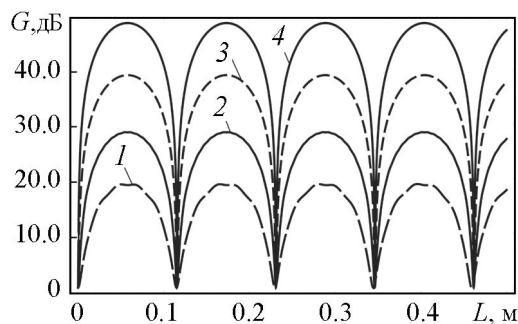


Рис. 7. Зависимости коэффициента усиления от расстояния для разных значений частот (ГГц): 10 (1), 30 (2), 100 (3), 300 (4)

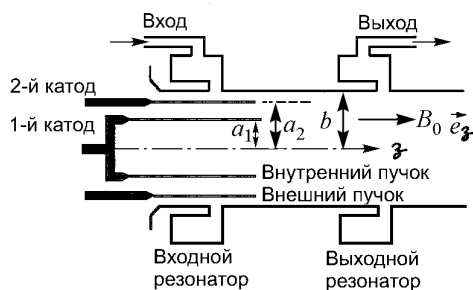


Рис. 8. Схема двухлучевого релятивистского клистрона с двумя концентрическими трубчатыми электронными пучками [69]

следовал данную модель для анализа возможности повышения степени группировки пучков в двухлучевом релятивистском клистроне. В рамках теории был проведен анализ продольной и поперечной неустойчивости, также были получены дисперсионные соотношения для этих случаев.

Интересным примером применения двухпучковой неустойчивости стала работа Трубецкова и Подина [71]. В ней авторами изложена теория пускового режима оротрона с двухскоростным электронным потоком в приближении больших пространственных зарядов. Главным элементом оротрона является открытый резонатор, состоящий из вогнутого сферического зеркала и плоского зеркала с нанесенной на него периодической структурой типа «гребенка». Механизм генерации основан на излучении Смита–Парселла, возникающем при пролете электронов вблизи периодической структуры. Предполагается, что потоки являются строго моноскоростными, бесконечно широкими и идеально перемешанными. В пучках учитывается взаимодействие только одной пары волн пространственного заряда – быстрой волны одного пучка и медленной волны другого. На основе метода связанных волн был проведен расчет мощности взаимодействия электронных пучков с полем резонатора и пусковых токов. Этот расчет показал, что использование двухскоростного электронного потока вместо односкоростного с тем же суммарным током приводит к снижению пусковой добротности резонатора.

Помимо исследования явления двухпучковой неустойчивости на основе взаимодействия волн пространственного заряда в электронных пучках существовало еще одно направление, возникшее при исследовании двухпотокового взаимодействия двух электронных пучков в конечном продольном магнитном поле. Первой в этом направлении стала работа Байрама Вьюрала [72]. Он показал, что не только взаимодействие волн пространственного заряда, но и взаимодействие циклотронной волны с волной пространственного заряда, а также взаимодействие циклотронных волн различных пучков может привести к экспоненциальному нарастанию сигнала вдоль пространства взаимодействия. В отличие от плазменной частоты пучка, ограниченной эффектами пространственного заряда, циклотронная частота может с легкостью изменяться внешним магнитным полем с целью перекрытия всего диапазона

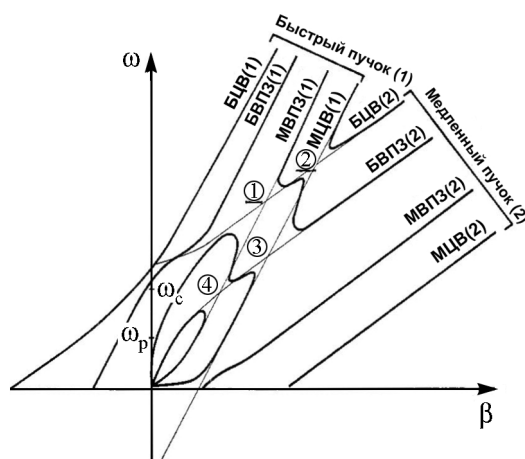


Рис. 9. Дисперсионная характеристика для случая взаимодействия двух попутных электронных пучков в магнитном поле [72]

СВЧ. Рассмотренная система состояла из двух цилиндрических, идеально перемешанных нерелятивистских электронных пучков конечного радиуса, находящихся в конечном магнитном поле. В работе было получено дисперсионное соотношение для данной модели. Автор отметил, что для лучшего понимания процессов взаимодействия различных типов волн в подобной системе удобно использовать метод связанных волн. На основе данного метода была получена диаграмма Бриллюэна, приведенная на рис. 9. На нем прямые, обозначенные через БЦВ_{1,2}, соответствуют быстрым циклотронным вол-

нам, $МСВ_{1,2}$ – медленным циклотронным волнам пучков, $БВПЗ_{1,2}$ – быстрым волнам пространственного заряда, $МВПЗ_{1,2}$ – медленным волнам пространственного заряда. Цифры 1, 2, 3, 4 обозначают зоны взаимодействия.

Также в своей работе Вьюрал впервые собрал воедино данные о всевозможных вариантах взаимодействия различных волн в двухпоточковых системах с магнитным полем с указанием приборов, принцип работы которых основан на соответствующем типе взаимодействия. Эти данные приведены в Таблице.

Таблица [72]

Взаимодействующие волны	Направление			Устройство
	фазовых скоростей	поточков мощности	групповых скоростей	
Два пучка: Быстрая циклотронная волна 2 и медленная циклотронная волна 1	одинаковое	противоположное	одинаковое	Двухлучевой усилитель на циклотронных волнах
Два пучка: Быстрая циклотронная волна 2 и медленная волна пространственного заряда 1	одинаковое	противоположное	одинаковое	Двухлучевой усилитель на циклотронной волне и волне пространственного заряда
Два пучка: Быстрая волна пространственного заряда 2 и медленная циклотронная волна 1	одинаковое	противоположное	одинаковое	Двухлучевой усилитель на циклотронной волне и волне пространственного заряда
Два пучка: Быстрая волна пространственного заряда 2 и медленная волна пространственного заряда 1	одинаковое	противоположное	одинаковое	Классический двухлучевой усилитель
Пучок и плазма: Медленная циклотронная волна пучка и циклотронная волна в плазме	одинаковое	одинаковое	противоположное	Циклотронный усилитель или генератор на обратной волне
Пучок и плазма: Медленная волна пространственного заряда пучка и циклотронная волна в плазме	одинаковое	одинаковое	противоположное	Усилитель или генератор на обратной волне
Пучок и плазма: медленная циклотронная волна в пучке и волна пространственного заряда в плазме	одинаковое	противоположное	одинаковое	Плазменно-циклотронный усилитель на прямой волне
Пучок и плазма: медленная волна пространственного заряда пучка и волна пространственного заряда в плазме	одинаковое	противоположное	одинаковое	Усилитель на прямой волне
Два пучка: Медленная циклотронная волна в пучке 1 и быстрая циклотронная волна в пучке 2	одинаковое	одинаковое	противоположное	Циклотронный генератор на обратной волне
Два пучка: Медленная волна пространственного заряда пучка 1 и быстрая циклотронная волна пучка 2	одинаковое	одинаковое	противоположное	Генератор на обратной волне на основе волны пространственного заряда и циклотронной волны

Позднее было проведено экспериментальное исследование двухлучевого циклотронного усилителя [73], схема которого приведена на рис. 10.

В эксперименте на основе взаимодействия быстрой циклотронной волны медленного пучка с медленной волной пространственного заряда быстрого пучка было получено усиление 10 дБ. Также при взаимодействии быстрой волны пространственного заряда медленного пучка и медленной волны пространственного заряда быстрого пучка было получено усиление 17 дБ. В конце работы автор отметил, что достижимый коэффициент усиления прямо пропорционален плотностям пучков, то есть зависит от плазменной частоты.

Случай поперечного расположения магнитного поля относительно двух пучков описан, например, в работе Вадвы [74]. Автор рассмотрел модель двух электронных пучков, распространяющихся в скрещенных статических электрическом и магнитном полях. Им было показано наличие шести волн в системе – двух нарастающих, двух затухающих и двух волн постоянной амплитуды. При этом наличие двухпучковой неустойчивости значительно повышает усиление по сравнению с однолучевой системой.

Использование взаимодействия циклотронных волн привело к созданию теории нового типа источника миллиметрового излучения – двухлучевого циклотронного мазера, схема которого приведена на рис. 11. В работе [75] Бекефи в линейном приближении показал, что взаимодействие медленной циклотронной волны одного

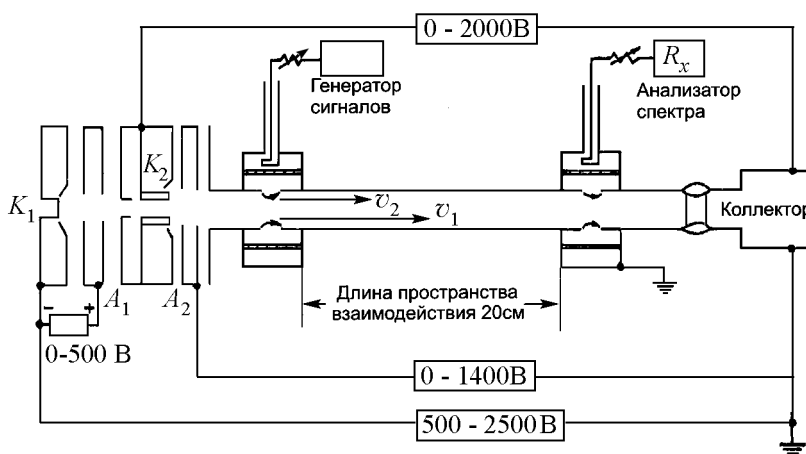


Рис. 10. Схема двухлучевого циклотронного усилителя [73]

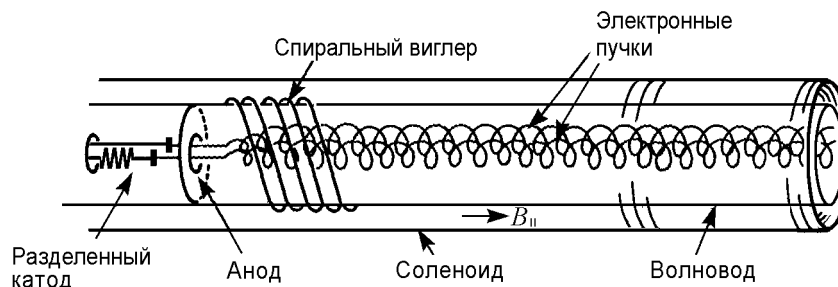


Рис. 11. Схематическое изображение двухлучевого мазера [75]

пучка с быстрой циклотронной волной второго пучка приводит к высокочастотной группировке. При этом желаемая рабочая частота прямо пропорциональна циклотронной частоте и обратно пропорциональна разнице скоростей пучков и может быть достигнута при небольших энергиях пучков и слабом продольном магнитном поле. Также для случая двух пучков на основе полностью релятивистских уравнений Власова был произведен расчет усиления в двухлучевом мазере. Результатом стало усиление 80 дБ/м на частоте 50 ГГц для одного прибора и 68 дБ/м на частоте 150 ГГц для другого.

Нелинейный анализ циклотронной двухлучевой неустойчивости был проведен позднее Ченом, Бекефи и Ха в работе [76]. Построена двумерная самосогласованная нелинейная модель, которая была использована для исследования двухлучевой циклотронной неустойчивости в системе двух одинаково направленных слаборелятивистских электронных пучков.

Интересным примером использования двухпучковой неустойчивости в приборах для получения индуцированного излучения стал двухлучевой лазер на свободных электронах (рис. 12), предложенный Бекефи и Якобсом [77].

Авторы предложили использовать явление двухпучковой неустойчивости как механизм для предварительной группировки электронных пучков, что, в свою очередь, повышает интенсивность выходного излучения. Идея была вызвана трудностями в создании устройств предварительной модуляции в субмиллиметровом диапазоне длин волн, аналогичных устройствам, которые используются на более низких частотах. Построенная авторами теория дала удовлетворительные результаты в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Такая модель лишена дополнительных источников излучения, используемых для предварительной модуляции, и отличается простотой конструкции. Более точная настройка относительных скоростей электронных пучков позволяет регулировать интенсивность генерируемого излучения. При этом увеличение интенсивности излучения вдоль пространства практически не зависит от наличия двухпоточковой неустойчивости. То есть, как уже упоминалось, механизм двухпоточковой неустойчивости в данном конкретном случае приводит только к предварительной модуляции, но при этом не дает преимущества в выходной мощности.

Помимо непрерывного взаимодействия электронных пучков, следует рассмотреть случаи их дискретного взаимодействия. Это становится возможным, к примеру, когда пространство между пучками разделено металлическим экраном с отверстиями. В нашей стране подобная схема была рассмотрена в работах [78, 79]. В этом случае воздействие пучков друг на друга оказывается периодическим. В работе [80] впервые было учтено влияние несинхронных гармоник тока.

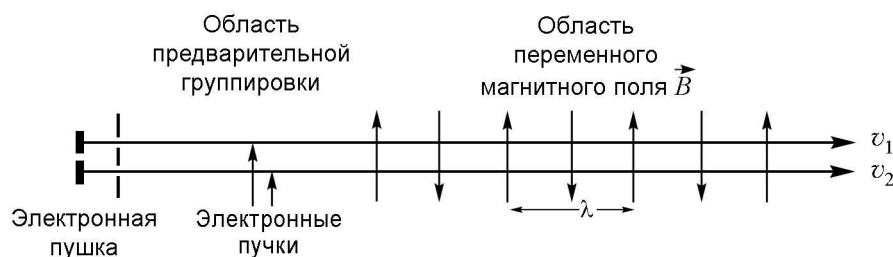


Рис. 12. Принципиальная схема двухлучевого лазера на свободных электронах [77]

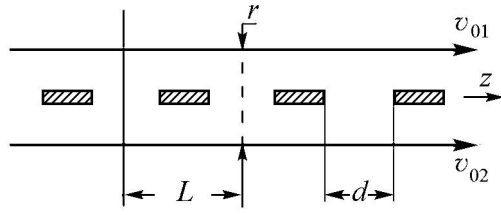


Рис. 13. Схема дискретного взаимодействия электронных пучков

Рассмотрим, следуя [80], систему, схема которой представлена на рис. 13. Здесь L – период системы, d – ширина зазора, r – расстояние между пучками, v_{01} , v_{02} – скорости пучков. Для расчета переменной составляющей плотности была применена методика, характерная для многорезонаторного клистрона. Это представление основано на четком разделении зон модуляции и дрейфа.

Влияние конечного времени пролета электронов щели учитывается параметром эффективности модуляции

$$M_{1(2)} = \left(\sin \frac{\omega d}{2v_{01(2)}} \right) \left(\frac{\omega d}{2v_{01(2)}} \right)^{-1}, \quad (41)$$

где $\omega d / 2v_{01(2)}$ – невозмущенный угол пролета электронов первого (второго) потока мимо щели.

Если считать, что поле пространственного заряда от щели к щели изменяется как $e^{-j\beta z}$, то для переменных составляющих плотностей зарядов первого и второго потоков на k -й щели можно получить

$$\begin{cases} \rho_k^{(1)} = M_1 a_1 V_k''^{(1)}, \\ \rho_k^{(2)} = M_2 a_2 V_k''^{(2)}, \end{cases} \quad (42)$$

где

$$a_1 = \frac{I_{01}(e/m)}{v_{01}^3} \frac{(1 - e^{j\beta L})(j\theta_{01} - e^{j(\theta_{01} - \beta L)} + 1)}{(e^{j(\theta_{01} - \beta L)} - 1)^2}, \quad (43)$$

$$a_2 = \frac{I_{02}(e/m)}{v_{02}^3} \frac{(1 - e^{-j\beta L})(j\theta_{02} - e^{-j(\theta_{02} - \beta L)} + 1)}{(e^{j(\theta_{02} - \beta L)} - 1)^2}, \quad (44)$$

θ_{01} , θ_{02} – невозмущенные углы пролета, $V_k''^{(1)2}$ – потенциал правой стенки зазора.

Система уравнений для цепи в случае дискретного взаимодействия имеет вид

$$\begin{cases} V_k^{(1)''} = p_1 \rho_k^{(1)} + p_m \rho_k^{(2)}, \\ V_k^{(2)''} = p_2 \rho_k^{(2)} + p_m \rho_k^{(1)}, \end{cases} \quad (45)$$

где p_1 , p_2 , p_m – коэффициенты индукции.

После подстановки (43) и (44) в (45) получим

$$\begin{cases} V_k^{(1)''} = p_1 M_1 a_1 V_k^{(1)''} + p_m M_2 a_2 V_k^{(2)''}, \\ V_k^{(2)''} = p_2 M_2 a_2 V_k^{(2)''} + p_m M_1 a_1 V_k^{(1)''}. \end{cases} \quad (46)$$

Из условия совместности (46) можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$M_1 M_2 p_m^2 a_1 a_2 = (1 - p_1 a_1 M_1) (1 - p_2 a_2 M_2). \quad (47)$$

Далее будет рассмотрен особый случай, когда

$$\frac{(e/m) I_{01} p_1}{v_{01}^3} = \frac{(e/m) I_{02} p_2}{v_{02}^3} = \frac{(e/m) I_0 p_0}{v_0^3} = \frac{I_0 p_0}{2 v_0 V_0} = K^2, \quad (48)$$

где $v_0 = \sqrt{2(e/m)V_0}$.

Учитывая (48), можно переписать (47) в виде

$$\begin{aligned} & \frac{(1 - e^{-j\beta L}) (j\theta_{01} - e^{j(\theta_{01}-\beta L)} + 1) M_1}{[e^{j(\theta_{01}-\beta L)} - 1]^2} + \frac{(1 - e^{-j\beta L}) (j\theta_{02} - e^{j(\theta_{02}-\beta L)} + 1) M_2}{[e^{j(\theta_{02}-\beta L)} - 1]^2} = \\ & = \frac{1}{K^2} \left\{ 1 + K^4 M_1 M_2 \left[1 - \frac{p_m^2}{p_1 p_2} \right] \times \right. \\ & \quad \left. \times \left[\frac{(1 - e^{-j\beta L})^2 \sum (j\theta_{01} - e^{j(\theta_{01}-\beta L)} + 1) j\theta_{02} - e^{j(\theta_{02}-\beta L)} + 1}{[e^{j(\theta_{01}-\beta L)} - 1]^2 [e^{j(\theta_{02}-\beta L)} - 1]^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (49)$$

Это уравнение не было решено авторами из-за невозможности получения аналитической формы решения. Поэтому далее будет рассмотрен случай слаломной фокусировки электронных потоков, при которой траектории электронов имеют зигзагообразную форму (см., например, [81]). В этом случае справедливо равенство $p_1 = p_2 = p_m$. Тогда уравнение (49) запишется в виде

$$\begin{aligned} & \frac{(1 - e^{-j\beta L}) (j\theta_{01} - e^{j(\theta_{01}-\beta L)} + 1) M_1}{[e^{j(\theta_{01}-\beta L)} - 1]^2} + \\ & + \frac{(1 - e^{-j\beta L}) (j\theta_{02} - e^{j(\theta_{02}-\beta L)} + 1) M_2}{[e^{j(\theta_{02}-\beta L)} - 1]^2} = \frac{1}{K^2}. \end{aligned} \quad (50)$$

Далее автором была введена следующая замена: $\beta = \beta_0 (1 + \Delta)$, $\Gamma = -j\omega/v_0 - \gamma$, где v_0 – средняя скорость двух лучей, то есть $v_{01} = v_0 + \delta$, $v_{02} = v_0 - \delta$.

С учетом того, что

$$\frac{I_{01} M_1 e/m}{v_{01}^3 \varepsilon_0} = \frac{\omega_{p1}^2 M_1}{v_{01}^2}, \quad \frac{I_{02} M_2 e/m}{v_{02}^3 \varepsilon_0} = \frac{\omega_{p2}^2 M_2}{v_{02}^2},$$

где $\omega_{p(1,2)}^2 = (e/m)(\rho_{0(1,2)}/\varepsilon_0)$, и считая, что $\gamma \ll \beta_0$, $M_1 \approx M_2 = 1$, $\gamma L \ll 1$, $j\beta_0 \gamma \ll \beta_0^2$, $\gamma^2 \ll \beta_0^2$, дисперсионное уравнение в частном случае $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$ может быть записано в виде

$$\frac{1}{\left(\frac{\gamma v_0}{\omega_p} + j \frac{\omega \delta}{v_0 \omega_p} \right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{\gamma v_0}{\omega_p} - j \frac{\omega \delta}{v_0 \omega_p} \right)^2} = - \frac{j\theta_0}{[1 - e^{-j\theta_0}]}. \quad (51)$$

Разделение мнимой и действительной части является очень громоздким, поэтому авторы использовали графический метод. Находилась зависимость $\gamma v_0/\omega_p = f(\delta\omega/(v_0\omega_p))$ при $\theta_0 = \pi/4$ и π . Пример графика решения уравнения (52) приведен на рис. 14. Как видно из рисунка, усиление в случае дискретного взаимодействия пучков связано с двумя нарастающими парциальными волнами, в то время как при непрерывном взаимодействии дисперсионное уравнение имеет лишь один корень,

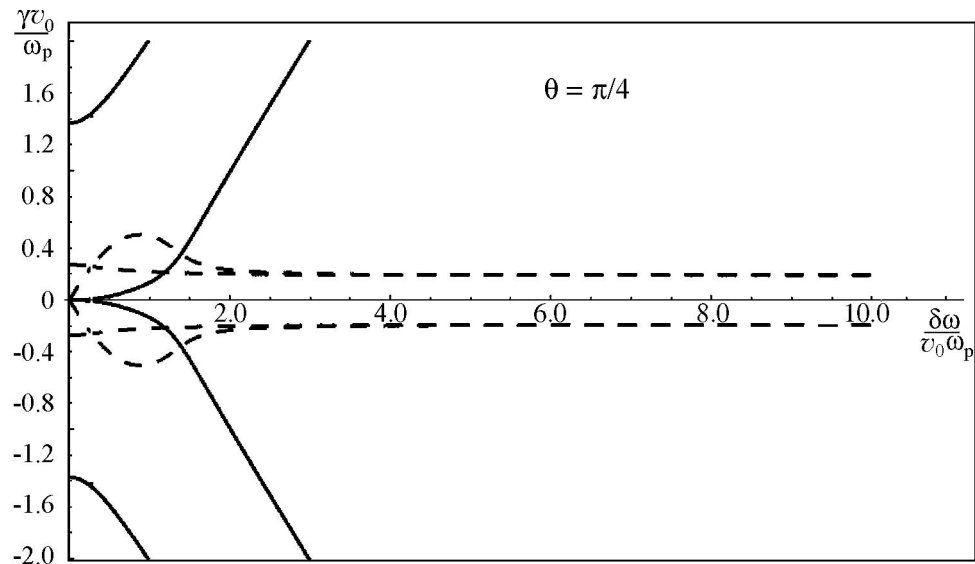


Рис. 14. Поведение решений для случая $\theta = \pi/4$, сплошными линиями обозначена мнимая часть решений, а штриховыми – действительная

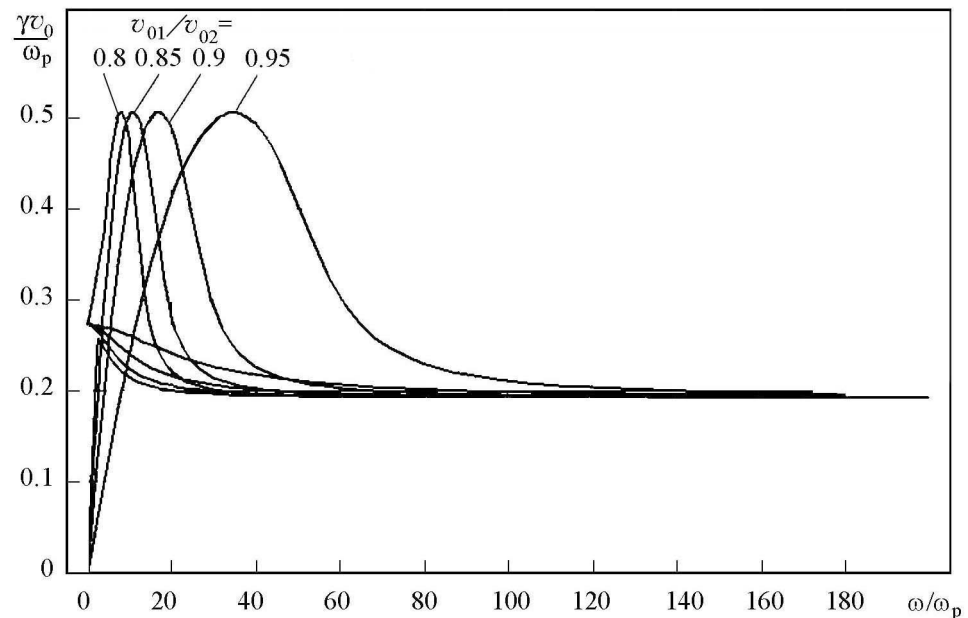


Рис. 15. Зависимость $\gamma v_0/\omega_p = f(\omega/\omega_p)$ при различных значениях v_{01}/v_{02} , $\theta = \pi/4$

соответствующий нарастающему решению. Максимумы действительных частей соответствуют максимуму усиления. Если преобразовать параметр неоднородности к виду

$$\frac{\delta\omega}{v_0\omega_p} = \frac{1 - (v_{01}/v_{02}) \frac{\omega}{\omega_p}}{1 + (v_{01}/v_{02}) \frac{\omega}{\omega_p}}, \quad (52)$$

то можно показать, построив зависимость $\gamma v_0/\omega = f(\omega/\omega_p)$, что система может быть легко перестраиваема изменением скоростей лучей (рис. 15).

Описанная выше система является ярким примером использования систем с двумя электронными потоками. В настоящее время интерес к системам с дискретным взаимодействием двух пучков достаточно высок. Об этом свидетельствуют недавно вышедшие работы зарубежных исследователей, нацеленные на освоение коротковолновой части СВЧ-диапазона [82,83].

Выводы к I части

Явление двухпотоковой неустойчивости представляло большой интерес для исследователей в области СВЧ-электроники достаточно долгое время. Однако, несмотря на богатую историю и большое количество проведенных исследований интерес к нему значительно снизился к началу 1990-х годов, а затем и вовсе пропал. К концу 1990-х годов работы по данной тематике практически перестали выходить. Причиной этому послужило большое количество различных факторов. Однако последние тенденции в развитии электроники СВЧ свидетельствуют о возникновении новых горизонтов применения двухпотоковой неустойчивости и систем с двумя электронными пучками. В частности, речь идет о возможности использования подобных систем в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

Во второй части данного обзора собраны наиболее современные и актуальные работы, посвященные двухпотоковой неустойчивости в электронике СВЧ, которые подтверждают наличие вновь растущего интереса исследователей всего мира к данной тематике.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 16-02-00238, 16-32-00468).

Библиографический список

1. *Лопухин В.М.* Новый вид усилителя микрорадиоволн // УФН. 1950. Т. XL, вып. 4. С. 592.
2. *Бриггс Р.* Двухпучковая неустойчивость // Достижения физики плазмы. Т. 3, 4. М.: Изд-во «Мир», 1974.
3. *Bishofberger K., Carlsten B.E., Faehl R.* Generation of millimeter and sub-millimeter radiation in a compact oscillator utilizing the two-stream instability // IVEC, april 22–24, 2008. P. 164.
4. *Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R.* // Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 1D-FELs, 504.

5. *Svimonishvili T., Bishofberger K., Faehl R.J., Carlsten B.E.* // Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science, 2010. P. 201.
6. *Ke Li, Wenxin Liu, Yong Wang, and Miaomiao Cao.* Dispersion characteristics of two-beam folded waveguide for terahertz radiation // IEEE Transactions on Electron Devices. 2013. Vol. 60, № 12.
7. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. Глава 7. 1984.
8. *Михайловский А.Б.* Теория неустойчивости плазмы. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
9. *Piddington J.H.* Growing Electromagnetic Waves // Phys. Rev. 1956. № 1, 9. P. 9.
10. *Ахиезер А.И., Половин Р.В.* Критерии нарастания волн // УФН. 1971. Т. 104, вып. 2.
11. *Федорченко А.М., Коцаренко Н.Я.* Абсолютная и конвективная неустойчивость в плазме и твердых телах. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1981.
12. *Nergaard L.S.* Analysis of a simple model of a two-beam growing-wave tube // RCA Review. 1948. Vol. 9. P. 585.
13. *Haeff A.* The electron-wave tube – a novel method of generation and amplification of microwave energy // Proc. IRE. 1949. Vol. 37, January. P. 4.
14. *Pierce J.R., Hebenstreit W.B.* A new type of high-frequency amplifier // Bell Sys. Tech. Journal. 1949. P. 33.
15. *Hollenberg B.A.* Experimental observations of amplification by interaction between two electron streams // Bell Sys. Tech. Journal. 1949. P. 52.
16. *Pierce J.R.* Double-stream amplifiers // Proc. IRE. September 1949. P. 980.
17. *Pierce J.R.* Increasing space charge waves // J. Appl. Phys. November 1949. Vol. 20. P. 1060.
18. *Pierce J.R., Walker L.R.* Growing waves due to transverse velocities // Bell Sys. Tech. Journal. January 1956. P. 109.
19. *Gordon Kent.* Space charge waves in inhomogeneous electron beams // J. Appl. Phys. 1954. Vol 25, № 1.
20. *Beam W.R.* On the possibility of amplification in space-charge-potential-depressed electron streams // Proc. IRE. April 1955. P. 454.
21. *Mihran T.G.* Rf current behavior in electron beams with dc velocity spread // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33, № 4. P. 1582.
22. *Rome J.A. and Briggs R.J.* Stability of sheared electron flow // Physics of Fluids. 1972. Vol. 15, № 5. P. 796.
23. *Желязков И.И.* К теории устойчивости изолированного ограниченного электронного пучка с градиентом скорости // ЖТФ. 1970. Т. 40, вып. 2. С. 265.
24. *Siegman A.E.* Analysis of multivelocity electron beam by the density-function method // J. Appl. Phys. 1957. Vol. 28, № 10. P. 1132.

25. *Siegman A.E., Watkins D.A., Hsieh H.-C.* Density-function calculations of noise propagation on an accelerated multivelocity electron beam // J. Appl. Phys. 1957. Vol. 28, № 10. P. 1138.
26. *Dawson J.M.* Plasma oscillations of a large number of electron beams // Phys. Rev. 1960. Vol. 118, № 2. P. 381.
27. *Watkins D.A.* The effect of velocity distribution in a modulated electron stream // J. Appl. Phys. 1952. Vol. 23, № 5.
28. *Лопухин В.М.* Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. М.: Гостехиздат, 1953. 324 с.
29. *Власов А.А.* О вибрационных свойствах электронного газа // ЖЭТФ. 1938. Т. 8, № 3. С. 291.
30. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с.
31. *Родак М.И.* К учету теплового движения электронов в дуолучевом усилителе // ЖТФ. 1955. Т. 25, вып. 4. С. 644.
32. *Бергнер Ю.К.* К теории колебаний взаимодействующих электронных потоков // Доклады Академии наук СССР. 1951. Т. LXX VIII (78), № 3. С.435.
33. *Чен Ф.* Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987.
34. *Кролл Н., Трайвелтис А.* Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975.
35. *Стикс Т.* Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
36. *Варнеке Р.* Эволюция принципов действия современных электровакуумных приборов для с.в.ч. // Миллиметровые и субмиллиметровые волны / Под ред. Р.Г. Мириманова. М.: Издательство иностранной литературы, 1959.
37. *Голант М.Б., Тагер А.С.* Сравнение механизмов работы электронно-волновой лампы и других приборов с.в.ч. // Научно-технический сборник «Электроника». 1958, № 10. С. 88.
38. *Лоусон Дж.* Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980.
39. *Lashmore-Davies C.N.* Two-stream instability, wave energy, and the energy principle // Physics of Plasmas. 2007. Vol.14. 092101.
40. *Люиселл У.* Связанные и параметрические колебания в электронике / Под ред. А.Н. Выставкина; пер. с англ. В.И. Трифонова, Ю.Л. Хотунцева. М.: Издательство иностранной литературы, 1963. 351 с.
41. *Sturrock P.A.* In what sense do slow waves carry negative energy? // J. Appl. Phys. 1960. 31. P.2052.
42. *Sturrock P.A.* Kinematics of growing waves // Phys. Rev. 1958. Vol. 112, № 5. P. 1488.
43. *Haus H.A.* The kinetic power theorem for parametric, longitudinal, electron-beam amplifiers // IRE Transactions on Electron Devices, October, 1958.
44. *Шевчик В.Н., Трубецков Д.И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. Радио, 1970. 584 с.
45. *Филимонов Г.Ф.* Нелинейная теория двухлучевой электронной лампы. Ч.1. Вывод и исследование уравнений // Радиотехника и Электроника. 1959, № 3. С. 489.

46. Филимонов Г.Ф. Нелинейная теория двухлучевой электронной лампы. Ч.2. Результаты вычислений // Радиотехника и Электроника. 1959, № 5. С. 832.
47. *Mihran T.* Nonlinear limiting of the double-stream instability // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37, № 2. P. 624.
48. *Yu S.P., Mihran T.* Nonlinear rf behavior of electron beams with velocity distribution. I. General analysis // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, № 10. P. 2972.
49. *Yu S.P., Mihran T.* Nonlinear rf behavior of electron beams with velocity distribution. II. Application to rectangular velocity distribution // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, № 10. P. 2976.
50. *Busnardo-Neto J., Rowe J.E.* Simulation of the two-stream convective instability // Physics of Fluids. 1974. Vol. 17, № 6.
51. *Philips P.M., Zaidman E.G., Freund H.P., Ganguly A.K., Vanderplaats N.R.* Review of two stream amplifier performance // Naval Research Laboratory Memorandum Report 6382, March 1989.
52. *Buneman O.* Dissipation of currents in ionized media // Phys. Rev. 1959. Vol. 115, № 3. P. 503.
53. *Dawson J.M.* Investigation of the double-stream instability // Nuclear Fusion (Austria), Vol. Suppl. 2, Pt. 3, received 31 Dec 1963.
54. *Freidberg J.P., Armstrong P.T.* Nonlinear development of the two-stream instability // Physics of Fluids. 1968. Vol.11. P. 2669.
55. *Roberts K.V., Berk H.L.* Nonlinear evolution of a two-stream instability // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 297.
56. Руткевич Б.Н., Руткевич П.Б. Развитие неустойчивости диспергирующих волн в двухпоточковой плазме // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 538.
57. Руткевич Б.Н., Пащенко А.В., Федорченко В.Д., Муратов В.И. Нелинейные волны объемного заряда в плазменном слое // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 3. С. 493.
58. Руткевич Б.Н., Пащенко А.В., Федорченко В.Д., Мазалов Ю.П. Стационарные волны в ограниченной плазме // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 1. С. 112.
59. Бернашевский Г.А., Воронов П.С., Изюмова Т.И., Чернов З.С. Экспериментальное исследование двухлучевых электронно-волновых систем // Радиотехника и Электроника. 1959. № 10. С. 1666.
60. Каплун З.Ф. Влияние пространственного разделения двух слоисто-перемешанных электронных потоков на усиление электронно-волновой лампы // Вопросы радиоэлектроники. Серия 1. Электроника. 1960, № 4. С. 42.
61. Канавец В.И., Кузьмина Г.А., Лопухин В.М. Шумы двухлучевой лампы, вызванные дробовыми флуктуациями в потоках // Радиотехника и электроника. 1958, № 6. С. 800.
62. Лопухин В.М., Рошаль А.С., Кузьмина Г.А. Линейная теория двулучевых ЛОВ-и ЛБВ-усилителей // Радиотехника и Электроника. 1960. № 11. С. 1837.
63. *Dunn D.A., Sackman G.L.* Interaction of two beams with a cavity // International Journal of Electronics. 1965. Vol. 18. Issue 2. P. 181.
64. Цейтлин М.Б., Кац А.М. Лампа с бегущей волной. Монография. М.: Советское радио, 1964. 308 с.

65. *Rowe J.E.* Theory of crestatron: A forward-wave amplifier // *Proc. IRE.* April 1959. Vol. 47. P. 536.
66. *Dow W.G., Rowe J.E.* General aspects of beating-wave amplification // *Proc. IRE.* 1960. Vol. 48, № 1. P. 115.
67. *Лопухин В.М., Рошаль А.С.* Усилитель на встречных электронных потоках // *Радиотехника и электроника.* 1962. № 4. С. 643.
68. *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.
69. *Chen C., Catravas P., Bekefi G.* Growth and saturation of stimulated beam modulation in a two-stream relativistic klystron amplifier // *Appl. Phys. Lett.* 1993. Vol. 62. 1579.
70. *Uhm H.S.* A theory of two-stream instability in two hollow relativistic electron beams // *Physics of Fluids.* 1993. Vol. 5, № 9. P. 3388.
71. *Подин С.В., Трубецков Д.И.* Линейная теория двухлучевого оротрона // *Радиотехника и электроника.* 1995. № 8. С. 1273.
72. *Vural B.* Analysis of double-stream interactions in the presence of a finite axial magnetic field // *RCA Rev.* 1961. Vol. 22. P. 753.
73. *Vural B.* Double-stream cyclotron wave amplifier // *IEEE Transactions on Electron Devices.* 1968. Vol. ED-15, № 1. P. 2.
74. *Wadhwa R.P.* Multiple-beam crossed-field interaction // *Journal of Electronics and Control.* 1964. Vol. 16. Issue 2. P. 121.
75. *Bekefi G.* Double stream cyclotron maser // *J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 71. 4128.
76. *Chen C., Bekefi G., Hu W.* Linear and nonlinear analysis of the cyclotron two-stream instability // *Physics of Fluids B* 5. 1993. 4490.
77. *Bekefi G., Jacobs K.D.* Two-stream, free electron lasers // *J. Appl. Phys.* 1982. Vol. 53. Issue 6. P. 4113.
78. *Солнцев В.А., Тагер А.С.* О периодическом взаимодействии электронных потоков // *Известия вузов. Радиофизика.* 1959. Т. II, № 1. С. 101.
79. *Солнцев В.А., Тагер А.С.* Электронные волны и их взаимодействие с полем волноводных систем // *Радиотехника и электроника.* 1959. № 10. С. 1652.
80. *Шевчик В.Н., Трубецков Д.И.* Дискретное взаимодействие двух электронных потоков // *Известия вузов СССР. Радиотехника.* 1962. Т. V, № 2. С. 143.
81. *Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В.* Волновые колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1962.
82. *Zhang Y. and Dong L.* Enhanced coherent terahertz Smith–Purcell superradiation excited by two electron-beams // *Optics Express.* 2012. Vol. 20, № 20.
83. *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 // *Optics Express.* 2013. Vol. 21, № 19.

Поступила в редакцию 19.02.2016

TWO-STREAM INSTABILITY – LINEAR AND NONLINEAR MICROWAVE PHENOMENA

Part I

A. V. Titov

Saratov State University

This article is the first of two parts of the review devoted to the phenomenon of two-beam instability in microwave electronics. The main goal is to cover as much as possible the most complete list of papers on various models and methods of analysis of the two-beam instability. The first part contains papers which, in our view, most fully describe the development of ideas of two-stream instability in microwave electronics. Among these works there are some pioneering works which laid the foundation for research in this field, as well as numerous research articles aimed at expanding the application field of this phenomenon. The first part covers the time period from the date of the first publication on the subject, beginning the 40-ies of the last century, to the time when the interest of researchers in this field began decreasing significantly, the end of the 90-ies of the last century. The second part covers the most relevant works on the application of two-stream instability in microwave electronics, released over the past few years. These studies have confirmed the growing interest of foreign researchers to this phenomenon, and that was the impetus for the creation of this review.

Keywords: Two-stream instability, two electron streams, double-stream amplifier, electron-wave tube.

DOI:10.18500/0869-6632-2016-24-1-37-74

References

1. *Lopukhin V.M.* // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 1950. XL. 4. S. 592. (In Russian).
2. *Briggs R.J.* // in Advances in Plasma Physics / A. Simon and W.B. Thompson eds., Vol 4. New York: Interscience Publishers, 1971. P. 43.
3. *Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R.* Generation of millimeter and submillimeter radiation in a compact oscillator utilizing the two-stream instability // IVEC 2008, april 22–24. P. 164.
4. *Bishofberger K., Carlsten B., Faehl R.* // Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada, 1D-FELs, 504.
5. *Svimonishvili T., Bishofberger K., Faehl R.J., Carlsten B.E.* // Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science, 2010. P. 1.
6. *Ke Li, Wenxin Liu, Yong Wang, and Miaomiao Cao.* Dispersion characteristics of two-beam folded waveguide for terahertz radiation // IEEE Transactions on Electron Devices. 2013. Vol. 60, № 12.
7. *Rabinovich M.I., Trubetskov D.I.* Oscillations and Waves in Linear and Nonlinear Systems. Mathematics and Its Applications. (Kluwer Academic Publishers). Soviet Series, Volume 50, 1989.

8. *Mikhailovskii A.B.* Theory of Plasma Instabilities. Volume I. Instabilities of Homogeneous Plasma (Series Title: Studies in Soviet Science). New York: Consultants Bureau, 1974.
9. *Piddington J.H.* // Phys. Rev. 1956. Vol. 9, № 1. P. 9.
10. *Akhiezer A.I., Polovin R.V.* // Sov. Phys.-Usp. 1971. Vol. 14. P. 278.
11. *Fedorchenko A.M., Kotsarenko N.Ya.* Absolute and Convective Instabilities in Plasmas and Solids. Moscow: Nauka, 1981. (In Russian).
12. *Nergaard L.S.* Analysis of a simple model of a two-beam growing-wave tube // RCA Review. 1948. Vol. 9. P. 585.
13. *Haefl A.* The electron-wave tube – a novel method of generation and amplification of microwave energy // Proc. IRE. January. 1949. Vol. 37. P. 4.
14. *Pierce J.R., Hebenstreit W.B.* A new type of high-frequency amplifier // Bell Sys. Tech. Journ. 1949. P. 33.
15. *Hollenberg B.A.* Experimental observations of amplification by interaction between two electron streams // Bell Sys. Tech. Journ. 1949. P. 52.
16. *Pierce J.R.* Double-stream amplifiers // Proc. IRE. September, 1949. Vol. 37. P. 980.
17. *Pierce J.R.* Increasing space charge waves // J. Appl. Phys. November, 1949. Vol. 20. P. 1060.
18. *Pierce J.R., Walker L.R.* Growing waves due to transverse velocities // Bell Sys. Tech. Journ. 1956, January. Vol. 35, № 1. P. 109.
19. *Kent G.* Space charge waves in inhomogeneous electron beams // J. Appl. Phys. 1954. Vol 25, №1. P.32.
20. *Beam W.R.* On the possibility of amplification in space-charge-potential-depressed electron streams // Proc. IRE. 1955 April. Vol. 43, № 4. P. 454.
21. *Mihran T.G.* Rf current behavior in electron beams with dc velocity spread // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33, № 4. P. 1582.
22. *Rome J.A. and Briggs R.J.* Stability of sheared electron flow // Physics of Fluids. 1972. Vol. 15, № 5. P. 796.
23. *Zhelyazkov I.I.* // Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki. 1970. T. 40, № 2. S. 265. (In Russian).
24. *Siegman A.E.* Analysis of multivelocity electron beam by the density-function method // J. Appl. Phys. 1957. Vol. 28, № 10. P. 1132.
25. *Siegman A.E., Watkins D.A., Hsieh H.-C.* Density-function calculations of noise propagation on an accelerated multivelocity electron beam // J. Appl. Phys. 1957. Vol. 28, № 10. P. 1138.
26. *Dawson J.M.* Plasma oscillations of a large number of electron beams // Phys Rev. 1960. Vol. 118, № 2. P. 381.
27. *Watkins D.A.* The effect of velocity distribution in a modulated electron stream // J. Appl. Phys. 1952. Vol. 23, № 5.
28. *Lopukhin V.M.* Vozbuzhdenye elektromagnitnykh kolebaniy i voln elektronnyimi potokami. M.: Gostekhizdat, 1953. (In Russian).
29. *Vlasov A.A.* The vibrational properties of an electron gas // Sov. Phys. Usp. 1968. Vol. 10. P. 721.

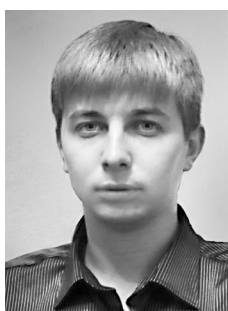
30. *Weinstein L.A., Solntsev V.A.* Lectures on Microwave Electronics. Moscow: «Sov. Radio» 1973. 400 s. (In Russian).
31. *Bergner Yu.K.* // Proceedings of the USSR Academy of Sciences (Doklady Akademii Nauk SSSR). 1951. T. 78, № 3. S. 435. (In Russian).
32. *Rodak M.I.* // Zh. Tech. Phys. 1955. T. 25, № 4. S. 644. (In Russian).
33. *Chen F.F.* Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Volume 1: Plasma Physics. Springer US. 1984.
34. *Krall N.-A., Trivelpiece A.-W.* Principles of Plasma Physics. McGraw-Hill, 1973.
35. *Stix T.H.* The Theory of Plasma Waves. McGraw-Hill, 1962.
36. *Warnecke R.* Convegno di elettronica e televisione. Milano, 1954. 2. 706.
37. *Golant M.B., Tager A.S.* // Nauchno-technicheskij sbornik «Elektronika». 1958. № 10. S. 88. (In Russian).
38. *Lawson J.D.* The Physics of Charged-Particle Beams. Clarendon Press, Oxford, 1977.
39. *Lashmore-Davies C.N.* Two-stream instability, wave energy, and the energy principle // Physics of Plasmas. 2007. Vol. 14. 092101.
40. *Louisell W.H.* Coupled Mode and Parametric Electronics. New York: Wiley, 1960.
41. *Sturrock P.A.* In what sense do slow waves carry negative energy? // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. 2052.
42. *Sturrock P.A.* Kinematics of growing waves // Phys. Rev. 1958. Vol. 112, № 5. P. 1488.
43. *Haus H.A.* The kinetic power theorem for parametric, longitudinal, electron-beam amplifiers // IRE Transactions on Electron Devices. October, 1958.
44. *Shevchik V.N., Trubetskov D.I.* Analytical methods of calculation in microwave electronics. Moscow: Sov. Radio, 1970. 584 s. (In Russian).
45. *Filimonov G.F.* // Radiotekhnika i elektronika. 1959. 3. S. 489. (In Russian).
46. *Filimonov G.F.* // Radiotekhnika i elektronika. 1959. 5. S. 832. (In Russian).
47. *Mihran T.* // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37, № 2. P. 624.
48. *Yu S.P., Mihran T.* Nonlinear rf behavior of electron beams with velocity distribution. I. General Analysis // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, № 10. P. 972.
49. *Yu S.P., Mihran T.* Nonlinear rf behavior of electron beams with velocity distribution. II. Application to Rectangular Velocity Distribution // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, № 10. P. 2976.
50. *Busnardo-Neto J., Rowe J.E.* Simulation of the two-stream convective instability // Physics of Fluids. 1974, June. Vol. 17, № 6.
51. *Philips P.M., Zaidman E.G., Freund H.P., Ganguly A.K., Vanderplaats N.R.* Review of Two Stream Amplifier Performance. Naval Research Laboratory Memorandum Report 6382, March 1989.
52. *Buneman O.* Dissipation of currents in ionized media // Phys. Rev. 1959. Vol. 115, № 3. P. 503.
53. *Dawson J.M.* Investigation of the double-stream instability. Nuclear Fusion (Austria), Vol. Suppl. 2, Pt. 3, received 31 December 1963.

54. *Freidberg J.P., Armstrong P.T.* Nonlinear development of the two-stream instability // *Physics of Fluids*. 1968. 11. P. 2669.
55. *Roberts K.V., Berk H.L.* Nonlinear evolution of a two-stream instability // *Phys. Rev. Lett.* 1967. Vol. 19. P. 297.
56. *Rutkevich B.N., Rutkevich P.B.* Dispersed-wave instability in a two-stream plasma // *Fizika Plazmy*. May-June 1980. Vol. 6. P. 538. (In Russian).
57. *Rutkevich B.N., Pashenko A.V., Fedorchenko V.D., Muratov V.I.* // *Zh. Tekh. Fiz.* 1972. Vol. 42. S. 493. (In Russian).
58. *Rutkevich B.N., Pashenko A.V., Fedorchenko V.D., Mazalov Yu.P.* // *Zh. Tekh. Fiz.* 1977. Vol. 47. S.112. (In Russian).
59. *Bernashevski G.A., Voronov P.S., Izyumova T.I., Chernov Z.S.* // *Radiotekhnika i elektronika*. 1959. № 10. 1666. (In Russian).
60. *Kaplun Z.F.* // *Voprosi Radioelektroniki. Seriya 1. Elektronika*. 1960. № 4. S. 42.
61. *Kanavets V.I., Kuzmina G.A., Lopukhin V.M.* // *Radiotekhnika i elektronika*. 1958. № 6. P. 800. (In Russian).
62. *Lopukhin V.M., Roshal A.S., Kuzmina G.A.* // *Radiotekhnika i elektronika*. 1960. № 11. S. 1837. (In Russian).
63. *Dunn D.A., Sackman G.L.* Interaction of two beams with a cavity // *International Journal of Electronics*. 1965. Vol. 18, Issue 2. P. 181.
64. *Tseitlin M.B., Kats A.M.* Lampa s begushchei volnoi (Tube with a traveling wave). Moscow, Sovetskoe Radio, 1964. (In Russian).
65. *Rowe J.E.* Theory of crestatron: A forward-wave amplifier // *Proc. IRE*. 1959 (April). Vol. 47. P. 536.
66. *Dow W.G., Rowe J.E.* General aspects of beating-wave amplification // *Proc. IRE*. 1960. 48, № 1. P. 115.
67. *Lopukhin V.M., Roshal A.S.* // *Radiotekhnika i elektronika*, 1962. № 4. S. 643. (In Russian).
68. *Trubetskov D.I., Titov A.V., and Funtov A.A.* Interference amplification in an electron-wave tube (Linear theory) // *Technical Physics Letters*. 2013. Vol. 39, № 11. P. 977.
69. *Chen C., Catravas P., Bekefi G.* Growth and saturation of stimulated beam modulation in a two-stream relativistic klystron amplifier // *Appl. Phys. Lett.* 1993. Vol. 62. 1579.
70. *Uhm H.S.* A theory of two-stream instability in two hollow relativistic electron beams // *Physics of Fluids B*. September 1993. Vol. 5, № 9. P. 3388.
71. *Podin S.V., Trubetskov D.I.* // *Radiotekhnika i elektronika*. 1995. № 8. S. 1273. (In Russian).
72. *Vural B.* Analysis of double-stream interactions in the presence of a finite axial magnetic field // *RCA Review*. 1961. Vol. 22. P. 753.
73. *Vural B.* Double-stream cyclotron wave amplifier // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1968. Vol. ED-15, № 1. P. 2.
74. *Wadhwa R.P.* Multiple-beam crossed-field interaction // *Journal of Electronics and Control*. 1964. Vol. 16. Issue 2. P. 121.

75. *Bekefi G.* Double stream cyclotron maser // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. 4128.
76. *Chen C., Bekefi G., Hu W.* Linear and nonlinear analysis of the cyclotron two-stream instability // Physics of Fluids B. 1993. Vol. 5. 4490.
77. *Bekefi G., Jacobs K.D.* Two-stream, free electron lasers // Journal of Applied Physics. Vol. 53, № 6. P. 4113.
78. *Solntsev V.A., Tager A.S.* // Izvestiya VUZ. Radiofizika. 1959. T. 2, № 1. S. 101. (In Russian).
79. *Solntsev V.A., Tager A.S.* // Radiotekhnika i elektronika. 1959, № 10. S. 1652. (In Russian).
80. *Shevchik V.N., Trubetskov D.I.* // Izvestiya VUZ SSSR. Radiotekhnika. 1962. T. 5, № 2. S. 143. (In Russian).
81. *Shevchik V.N., Shvedov G.N., Soboleva A.V.* Wave and oscillation phenomena in electron flows at super high frequencies. Saratov: Izdat. Saratov Univers, 1962. (In Russian).
82. *Zhang Y. and Dong L.* Enhanced coherent terahertz Smith–Purcell superradiation excited by two electron-beams // Optics Express. 2012 (24 September). Vol. 20, № 20.
83. *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 // Optics Express. 2013 (23 September). Vol. 21, № 19.

Ссылка на статью: Титов А.В. Двухпотоковая неустойчивость – волновые линейные и нелинейные явления на сверхвысоких частотах. Часть I // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2016. Т. 24, № 1. С. 37–74.

Paper's reference: Titov A.V. Two-stream instability – linear and nonlinear microwave phenomena. Part I // Izvestiya VUZ. Applied Nonlinear Dynamics. 2016. Vol. 24, № 1. P. 37–74.



Титов Алексей Владимирович – родился в Саратове (1988). Окончил Саратовский государственный университет (2010). После окончания поступил в аспирантуру на специальность «радиофизика». Ассистент кафедры электроники, колебаний и волн СГУ. Круг интересов – электроника СВЧ, теория колебаний, радиофизика, нелинейная динамика, физика плазмы, вакуумная микроэлектроника. Опубликовал 5 научных статей в журналах, включенных в перечень ВАК, из них 3 по теме двухпотоковой неустойчивости.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83
 Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
 E-mail: Titovav88@gmail.com