

Министерство образования и науки Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ДВУХЛУЧЕВОЙ ЛБВ

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса 421 группы

направления 03.03.03 Радиофизика

Факультета нелинейных процессов

Повивкина Кирилла Андреевича

Научный руководитель
Ассистент кафедры электроники,
Колебаний и волн

_____ А.В Титов

Зав. кафедрой электроники,
колебаний и волн
д.ф.-м.н., профессор

_____ Д.И Трубецков

Саратов 2016 г.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время физический процесс взаимодействия электромагнитной волны с электронным потоком достаточно хорошо изучен. Существует множество различных приборов построенных на использовании данного явления, в частности один из самых распространённых, это лампа бегущей волны. ЛБВ широко используется в радиолокации, передачи энергии на большие расстояния, в системах дальней связи. Но, в обилие различных модификаций данного прибора, еще не было описано конструкции ЛБВ использующих два электронных потока для усиления сигнала. Что вызывает большой интерес к исследованию данной темы.

Целью данной работы является исследование и выявление преимуществ двухлучевой лампы бегущей волны перед однолучевой версией прибора.

ГЛАВА 1. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ДВУХПОТОКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Основой для рассмотрения волновых процессов в электронных потоках будет служить гидродинамический анализ. Применяя гидродинамическое описание, мы не учитываем тепловой разброс скоростей электронов, а так же столкновение и диффузию в пучке.

Рассмотрим два ионно-скомпенсированных потока без столкновений и диффузии, которые будут описываться линеаризованными гидродинамическими уравнениями, связывающими конвекционный ток и поле (1.1), уравнением для плотности конвекционного тока (1.2) и уравнением Пуассона (1.3). Тогда имеем:

$$\frac{\partial^2 \tilde{j}_{1,2}}{\partial t^2} + 2v_{01,2} n_b \rho \frac{\partial^2 \tilde{j}_{1,2}}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 \tilde{j}_{1,2}}{\partial x^2} v_{01,2}^2 = \quad \quad \quad \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\tilde{j} \rho_2 = v_{01,2} \tilde{\rho}_2 + v_{1,2} \tilde{\rho}_{01,2} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x \epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} (\rho_1 + \rho_2) \quad (1.3)$$

Здесь индекс « 1 » относится к первому, а « 2 » — ко второму потоку.

Используя стандартное предположение, что переменные величины меняются по закону $e^{j\omega t}$, систему уравнений можно переписать в виде:

$$\tilde{E} = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} (\tilde{j}_1 + \tilde{j}_2) \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{j}_{1,2}}{\partial t^2} + 2v_{01,2} n_b \rho \frac{\partial^2 \tilde{j}_{1,2}}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 \tilde{j}_{1,2}}{\partial x^2} v_{01,2}^2 = \quad \quad \quad \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t}$$

Данная система уравнений является видом самосогласованной модели возбуждения электронного волновода электронными пучками. Первое уравнение описывает возбуждение электронного волновода, два других — группирование электронного потока под действием поля пространственного заряда.

Далее берем производную по времени, учитывая $\tilde{j}_{1,2} = \tilde{j}_0 e^{j\omega t}$ получим систему уравнений:

$$\left(\frac{\omega}{2v_{01}} \right)^2 \tilde{j}_1 - 2j \left(\frac{\omega}{v_{01}} \right) \frac{\partial \tilde{j}_1}{\partial x} + \frac{\partial^2 \tilde{j}_1}{\partial x^2} = \frac{\tilde{j}_1 \omega_{p1}^2}{v_{01}^2} - \frac{\tilde{j}_2 \omega_{p2}^2}{v_{02}^2} \quad (1.5)$$

$$\left(\frac{\omega}{2v_{02}} \right)^2 \tilde{j}_2 - 2j \left(\frac{\omega}{v_{02}} \right) \frac{\partial \tilde{j}_2}{\partial x} + \frac{\partial^2 \tilde{j}_2}{\partial x^2} = \frac{\tilde{j}_2 \omega_{p1}^2}{v_{01}^2} - \frac{\tilde{j}_1 \omega_{p2}^2}{v_{02}^2} \quad (1.6)$$

После предварительной модуляции потока с невозмущенной скоростью $v_{01} < v_{02}$ в нем в результате инерционной группировки происходит

модуляция по плотности пучка. Такая ситуация, эквивалентна распространению в пучке двух волн пространственного заряда — быстрой и медленной, фазовые скорости которых: $v_{\text{фм,б}} = \frac{v_{01}}{1 \pm \frac{v_{01}}{c}}$. Второй, быстрый

пучок $v_{01} < v_{02}$ взаимодействует с продольной составляющей замедленной волны в первом потоке, в результате чего при соответствующем выборе скорости v_{02} второго потока последний будет отдавать энергию ВЧ-поллю, т. е. будет происходить усиление сигнала.

Окончательно получим систему уравнений относительно \tilde{J}_1 и \tilde{J}_2 из системы уравнений (1.5) и (1.6) :

$$\frac{\partial^2 \tilde{J}_1}{\partial x^2} - 2j \left(\frac{\omega}{v_{01}} \right) \frac{\partial \tilde{J}_1}{\partial x} - \left(\left(\frac{\omega}{v_{01}} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{p1}}{v_{01}} \right)^2 \right) \tilde{J}_1 = - \frac{\omega_{p1}^2}{v_{01}^2} \tilde{J}_2 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{J}_2}{\partial x^2} - 2j \left(\frac{\omega}{v_{02}} \right) \frac{\partial \tilde{J}_2}{\partial x} - \left(\left(\frac{\omega}{v_{02}} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{p2}}{v_{02}} \right)^2 \right) \tilde{J}_2 = - \frac{\omega_{p2}^2}{v_{02}^2} \tilde{J}_1 \quad (1.8)$$

Данная система имеет решение $\tilde{J}_1 = \tilde{J}_2 = 0$, когда между потоками нет взаимодействия. Однако возникает вопрос: будет ли такое решение устойчивым? Для выяснения этого будем искать решение в виде :

$$\tilde{J}_{1,2} = e^{-jkx} \quad (1.9)$$

Подставив (1.9) в (1.8) и (1.7) получим систему линейных алгебраических уравнений. Решим систему уравнений относительно ψ_1 и ψ_2 . Находим определитель матрицы и приравняем его к 0, получим:

$$\left(k^2 v_{01}^2 \omega^2 + 2k\omega v_{01} - \omega^2 + k_{p1}^2 v_{01}^2 \right) \left(k^2 v_{02}^2 \omega^2 + 2k\omega v_{02} - \omega^2 + k_{p2}^2 v_{02}^2 \right) =$$

Путем нехитрых алгебраических вычислений получаем дисперсионное уравнение.

$$\omega_{p2}^2 \left(k^2 v_{01}^2 + 2k\omega v_{01} - \omega^2 \right) + \omega_{p1}^2 \left(k^2 v_{02}^2 + 2k\omega v_{02} - \omega^2 \right) - (\omega - kv_{01})^2 (\omega - kv_{02})^2 = 0 \quad (1.10)$$

Упростим дальнейшее рассмотрение, предположив, что потоки идентичны

$$\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p$$

Рассмотрим отдельно два случая: два встречных потока и два попутных потока. Случай первый.

$$v_{01} = -v_{02} = v_0$$

Из уравнения (1.10) получим

$$\omega^2 = k^2 v_0^2 + \omega_p^2 \pm \sqrt{\omega_p^4 + 4k^2 v_0^2 \omega_p^2} \quad (1.11)$$

Неустойчивость может возникнуть только в том случае, если величина ω будет комплексной, т.е

$$|k| < \sqrt{2} \frac{\omega_p}{v_0} \quad (1.12)$$

Последнее неравенство является условием того, что ω — комплексная величина, т.е. $\omega = \text{Re}\omega + j\text{Im}\omega$. Тогда $\exp[j\omega t] = \exp[(\text{Re}\omega + j\text{Im}\omega)t]$. Следовательно, при $\text{Im}\omega < 0$ в системе будет неустойчивость.

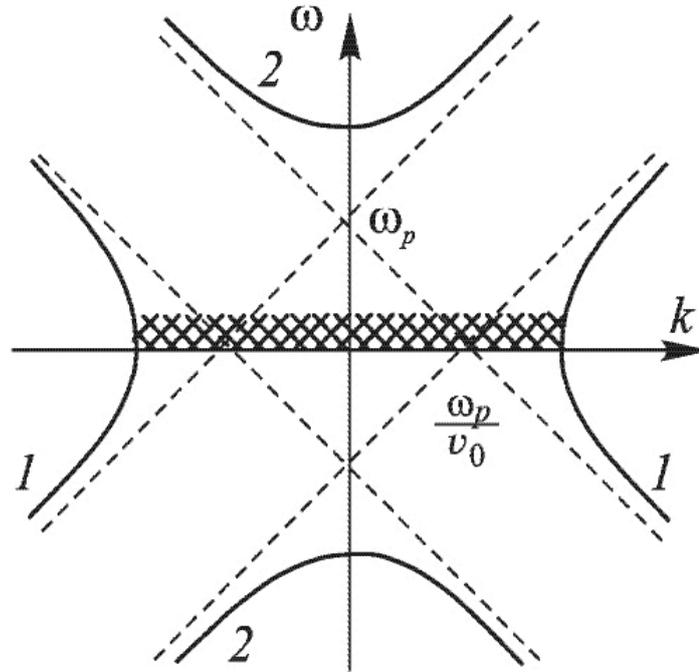


Рис.2 Дисперсионная характеристика двух встречных электронных потоков
Штриховыми линиями показаны дисперсионные характеристики невзаимодействующих потоков. Заштрихованы области действительных значений k , при которых имеют место комплексные значения ω

Дисперсионные характеристики, определяемые уравнением (1.10) показаны на этом рисунке сплошными линиями. Ветви 1 дисперсионной характеристики соответствуют медленным волнам, а 2 — быстрым волнам.. Из рисунка 2 видно, что для быстрых волн неустойчивости быть не может — любым действительным k соответствуют действительные значения частоты ω . Для медленных волн в диапазоне, определяемом формулой (1.11), частота будет комплексной, причем при $\text{Im}\omega < 0$ возмущения будут нарастать во времени

Во втором же случае, электронные потоки движутся в одном направлении ($v_{01}v_{02} > 0$). В этом случае, как видно из уравнения (1.10), дисперсионное уравнение будет иметь вид:

$$\frac{\omega_p^2}{(\omega - kv_{01})^2} + \frac{\omega_p^2}{(\omega - kv_{02})^2} = 1$$

Диаграмма Бриллюэна в данном случае будет выглядеть так.

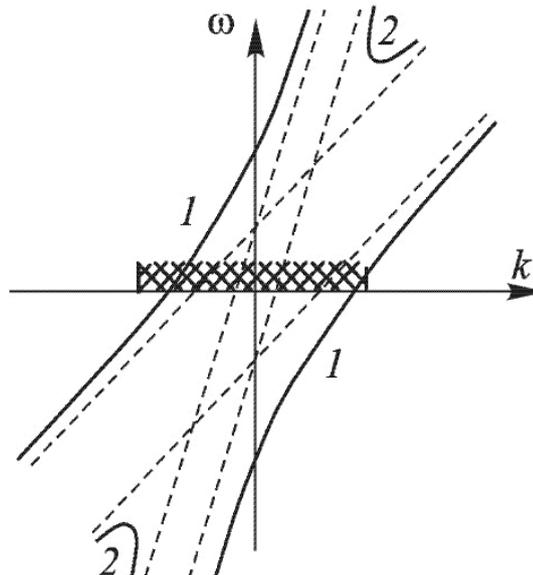


Рис.3 Дисперсионная характеристика двух попутных электронных потоков
 Штриховыми линиями показаны дисперсионные характеристики невзаимодействующих потоков. Заштрихованы области действительных значений k , при которых имеют место комплексные значения ω .

Дисперсионное уравнение по-прежнему имеет четыре решения, два из которых не нарастают во времени (ветви 1), а два других (ветви 2) могут нарастать, так как действительным k соответствует область (заштрихована на рисунке) комплексных значений ω . Поскольку пучки имеют скорости, направленные в одну сторону, возмущение сносится вместе с пучком: имеет место нарастание только по длине пространства взаимодействия (так называемая конвективная неустойчивость).

В конце отметим, что если имеется система с конвективной неустойчивостью, замкнутая в кольцо, то в этом случае иногда говорят о глобальной неустойчивости. Примером системы с глобальной неустойчивостью является лампа бегущей волны с запаздывающей обратной связью.

ГЛАВА 2. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ДВУХПОТОКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Для начала рассмотрим пространство, в котором будут взаимодействовать два электронных потока. Предположим, что один из них до входа в пространство взаимодействия был промодулирован сигналом с частотой ω полем замедляющей системы.

Для того, чтобы учесть обгон электронами друг друга удобно ввести координаты Лагранжа. Введем время в лагранжевой системе координат. Времена $t_{1,2}(x, t_0)$ – это моменты времени, в которые электроны первого и второго потока, влетевшие в пространство взаимодействия в момент t_0 , окажутся в точке с координатой x .

$$\begin{cases} \omega t_1(x, t_0) = \omega t_0 + \frac{\omega x}{v_{01}} + \theta_1(x, t_0) \\ \omega t_2(x, t_0) = \omega t_0 + \frac{\omega x}{v_{02}} + \theta_2(x, t_0) \end{cases}; \quad (2.1)$$

$\theta_{1,2}$ – возмущение фазы электронов под действием поля, $v_{01,02}$ – скорости пучков. Для сохранения пространственного масштаба введем безразмерную координату $\xi = \beta_{e1} C_1 x$. И функции.

$$u_1(x, t_0) = \omega t_1 - \beta_{e1} x = u_0 + \theta_1(x, t_0) \quad (2.2)$$

$$u_2(x, t_0) = \omega t_2 - \beta_{e2} x = u_0 + \theta_2(x, t_0)$$

Уравнения движения в системе координат Эйлера имеют вид:

$$\begin{cases} \frac{dv_1}{dt_1} = \eta E_{пз} \\ \frac{dv_2}{dt_2} = \eta E_{пз} \end{cases} \quad (2.6)$$

По принципу суперпозиции будем считать что $E_{пз} = E_{пз1} + E_{пз2}$, где

$$\begin{cases} E_{пз1} = \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_1} I_{1n}(x) e^{jn\omega t_1} \right\} \\ E_{пз2} = \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{2n}^2}{\omega n \epsilon_0 s_2} I_{2n}(x) e^{jn\omega t_2} \right\} \end{cases} \quad (2.7)$$

Здесь $p_{1n,2n}^2 = \frac{n^2}{n^2 + k_{1,2}^2}$, где $k_{1,2}$ – величины, обратно

пропорциональные радиусам первого и второго пучков (в случае бесконечно широких пучков $p_{1n,2n}^2 = 1$). Токи могут быть представлены как:

$$\begin{cases} I_1 = I_{01} + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} I_{1n} e^{jn\omega t_1} \\ I_2 = I_{02} + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} I_{2n} e^{jn\omega t_2} \end{cases} \quad (2.8)$$

$$I_{1n}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_1(x, t_1) e^{-jn\omega t_1} d(\omega t_1),$$

Где (2.9)

$$I_{2n}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_2(x, t_2) e^{-jn\omega t_2} d(\omega t_2)$$

Закон сохранения заряда имеет вид:

$$\begin{cases} I_{01} d(\omega t_0) = I_1(x, t_1) d(\omega t_1) \\ I_{02} d(\omega t_0) = I_2(x, t_2) d(\omega t_2) \end{cases} \quad (2.10)$$

Введем параметры Пирса обоих пучков, характеризующих их взаимодействие с входной ЗС:

$$C_{1,2} = \sqrt[3]{\frac{I_{01,02} K_0}{U_{01,02}}}$$

Где $I_{01,02}$ - токи пучков, K_0 - сопротивление связи входной ЗС, $U_{01,02}$ - ускоряющие напряжение первого и второго пучка.

Далее можно увидеть, что с учетом малости модуляции $\left(1 + \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} C_1\right)^3 \rightarrow 1$ и $\left(1 + C_1 \frac{v_{02}}{v_{01}} \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi}\right)^3 \rightarrow 1$, система уравнение для возмущения

фаз электронов после введения следующих величин : $\frac{I_{01,02}}{\varepsilon_0 S_{1,2} v_{01,02}} = \omega_{p1,2}^2 -$

плазменные частоты, $\beta_{p1,2}^2 = \frac{\omega_{p1,2}^2}{v_{01,02}^2}$, $q_{1,2} = \left(\frac{\beta_{p1,2}}{\beta_{e1,2} C_{1,2}}\right)^2 -$ параметры

пространственного заряда, $S = \frac{v_{02}}{v_{01}}$, примет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} = -\operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n}^2}{n} q_1 I'_{1n} e^{jnu_1} + \frac{j p_{2n}^2}{n} q_2 S \frac{C_2^2}{C_1^2} I'_{2n} e^{jnu_2} \right\} \\ \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \xi^2} = -\operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n}^2}{n} q_1 \frac{1}{S^3} I'_{1n} e^{jnu_1} + \frac{j p_{2n}^2}{n} q_2 \frac{C_2^2}{C_1^2} \frac{1}{S^2} I'_{2n} e^{jnu_2} \right\} \end{cases} \quad (2.11)$$

После разложим возмущение фазы в ряд Фурье.

$$\theta_{1,2}(\xi, t_0) = \sum_{m=1}^{\infty} \theta_{1,2m} e^{jm\omega t_0}, \text{ где } \theta_{1,2m}(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \theta_{1,2}(\xi, t_0) e^{-jn\omega t_0} d(\omega t_0)$$

Для этого применим преобразование Фурье к левым и правым частям уравнений системы (2.11) и ограничимся для простоты первым членом разложения ($m=1$). Тогда

$$\theta_{1,2}(\xi) \approx \text{Re}(e^{-ju_0}) = B_{1,2} \cos u_0 = -B_{1,2} \sin\left(u_0 - \frac{\pi}{2}\right); \theta_{1,2_1} = B_{1,2} \quad (2.14)$$

Таким образом, $B_{1,2}$ приобретают смысл параметров группировки. После расчета интегралов и введения обозначения $Q(B) = 2J_n(nB)[J_{n-1}(nB) - J_{n+1}(nB)]$ системы (2.9) и (2.10) можно преобразовать следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma'_{1n} = \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left[-j\left(nu_0 - nB_1 \sin\left(u_0 - \frac{\pi}{2}\right)\right)\right] d(u_0) \right] = 2J_n(nB_1) e^{-jn\frac{\pi}{2}} \\ \Gamma'_{2n} = 2J_n(nB_2) e^{-jn\frac{\pi}{2}} \end{array} \right. \quad (2.15)$$

Получившееся система уравнений имеет вид функций Бесселя. $J_n(B)$ -функция Бесселя n -го порядка.

В случае бесконечно широкого потока и одной гармоники тока система (2.16) примет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 B_1}{\partial \xi^2} + q_1 Q(B_1) + \frac{q_2 S C_2^2}{C_1^2} Q(B_2) = 0 \\ \frac{\partial^2 B_2}{\partial \xi^2} + \frac{q_1}{S^3} Q(B_1) + \frac{q_2 C_2^2}{S^2 C_1^2} Q(B_2) = 0 \end{array} \right. \quad (2.17)$$

$$Q(B) = 2J_1(nB)[J_0(nB) - J_2(nB)]$$

Система уравнений приняла вид системы уравнений двух связанных нелинейных осцилляторов. Это позволяет нам провести аналогию между взаимодействующими электронными потоками и связанными нелинейными осцилляторами.

ГЛАВА 3. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХЛУЧЕВОЙ ЛБВ

Для расчета токов пучков, коэффициента усиления и параметров группировки была смоделирована входная секция ЛБВ в программе *matemtica 9*, была использована нелинейная теория ЛБВ и построенная теория. Решалась система интегро-дифференциальных уравнений, описывающих поведение пучков в модуляторе, которая имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE_n}{dx} + j\beta_n E_n(x) = -\frac{1}{2} \beta_n^2 K_n (I_{1n}(x) + I_{2n}(x)) \\ -\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} = \frac{\omega}{\beta_{e1}^2 C_1^2 v_{01}^3} \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n}^2 \eta I_{01}}{\omega n \epsilon_0 s_1} I'_{1n} e^{-jn\beta_{e1}x} e^{jn\omega t_1} + \frac{j p_{2n}^2 \eta I_{02}}{\omega n \epsilon_0 s_2} I'_{2n} e^{-jn\beta_{e2}x} e^{jn\omega t_2} + \eta E_n(x) e^{jn\omega t_1} \right\} \\ -\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \xi^2} = \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{j p_{1n}^2 \eta I_{01}}{\beta_{e1}^2 C_1^2 v_{01}^3 n \epsilon_0 s_1} \frac{v_{01}^3}{v_{02}^3} I'_{1n} e^{jnu_1} + \frac{j p_{2n}^2 \eta I_{02}}{\beta_{e2}^2 C_2^2 v_{02}^3 n \epsilon_0 s_2} \frac{\beta_{e2}^2 C_2^2}{\beta_{e1}^2 C_1^2} I'_{2n} e^{jnu_2} + \eta E_n(x) e^{jn\omega t_1} \right\} \\ I'_{1n}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jnu_1} d(u_0) \\ I'_{2n}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jnu_2} d(u_0) \end{array} \right.$$

Будем рассматривать только первые гармоники. Перейдем к безразмерным величинам и избавимся от интегралов в системе описанными в первой главе методами, получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \xi} + j b_1 F(\xi) &= -(1 + b_1 C_1)^2 \left[I'_1(\xi) + S^2 \left(\frac{C_2}{C_1} \right)^3 I'_2(\xi) e^{\frac{S-1}{C_1 S}} \right] \\ \frac{\partial^2 B_2}{\partial \xi^2} + 2q_1 J_1(B_1) [J_0(B_1) - J_2(B_1)] + 2q_1 S \left(\frac{C_2}{C_1} \right)^2 J_1(B_2) [J_0(B_2) - J_2(B_2)] + \\ &+ F(\xi) J_0(B_1) - F^*(\xi) J_2(B_1) = 0 \\ \frac{\partial^2 B_1}{\partial \xi^2} + 2 \frac{q_1}{S^3} J_1(B_1) [J_0(B_1) - J_2(B_1)] + 2 \frac{q_1}{S^2} \left(\frac{C_2}{C_1} \right)^2 J_1(B_2) [J_0(B_2) - J_2(B_2)] + \\ &+ \frac{1}{S^3} F(\xi) J_0(B_1) - \frac{1}{S^3} F^*(\xi) J_2(B_1) = 0 \\ I'_1(\xi) &= 2 J_1(B_1) e^{-j\frac{\pi}{2}} \\ I'_2(\xi) &= 2 J_1(B_2) e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{aligned}$$

Если задать начальные условия вида $V_{1,2} = 0$, $\frac{\partial V_{1,2}}{\partial \xi} = 0$, $F = \frac{E(0)}{2\beta_{e1} V_{01} C_1^2}$,

при $\xi = 0$, то данная система даст нам значение сгруппированного тока, параметра группировки и поля на выходе.

При решении данной системы уравнений были заданы следующие параметры:

$$\omega = 2000 \text{ МГц}$$

$$L = 0,15 \text{ м}$$

$$U_1 = 550 \text{ В}$$

$$h = 16$$

$$U_2 = 610 \text{ В}$$

$$K_0 = 28$$

$$I_1 = 35 \text{ мА}$$

$$I_2 = 65 \text{ мА}$$

Где, ω - частота сигнала, $U_{1,2}$ - ускоряющие напряжение первого и второго пучка, L - длина системы, h - шаг спирали, $I_{1,2}$ - токи пучков, K_0 - коэффициент сопротивления связи. Были получены графики распределений токов пучков в замедляющей системе и распределение полей. На рисунке 1 видно, что токи пучков ведут себя похожим образом, при этом имеет место модуляция обоих пучков.

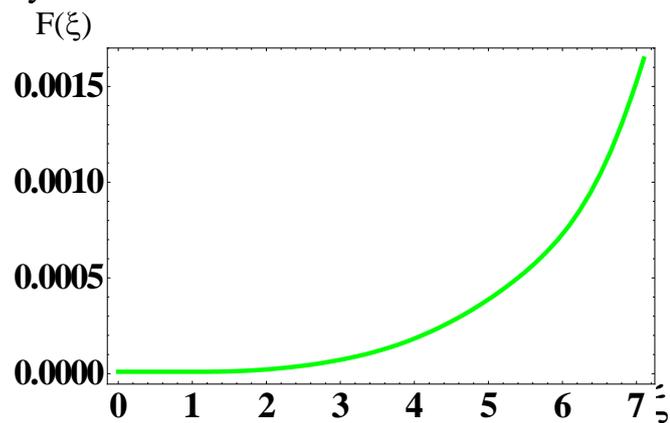


Рис.2. Распределение полей в ЛБВ

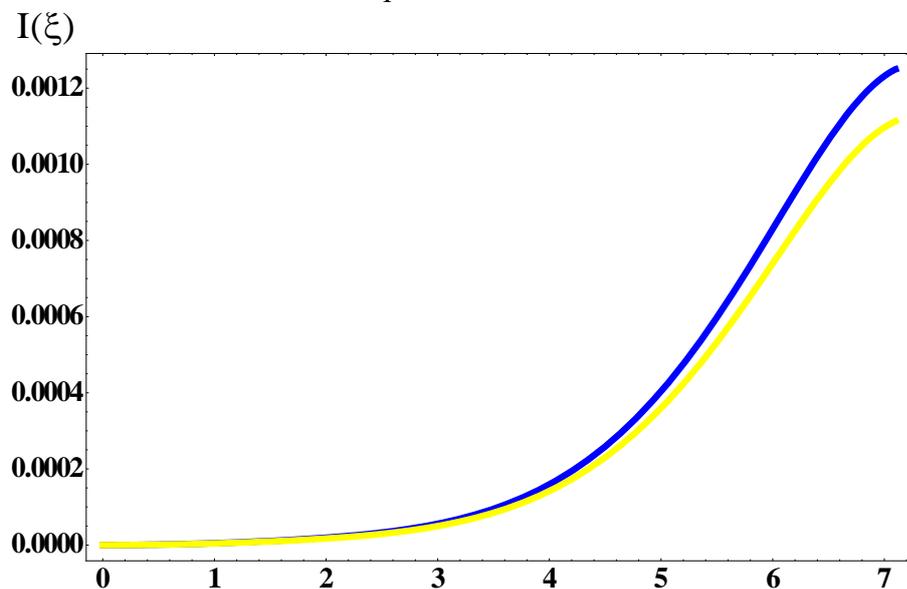


Рис.1. Распределение токов пучков

Коэффициент усиления при этом достиг 44 дБ

Приведем еще несколько расчетов для разных параметров и посмотрим, что получится.

$$\omega = 8000 \text{ МГц}$$

$$L = 0,037 \text{ м}$$

$$U_1 = 675 \text{ В}$$

$$h = 18$$

$$U_2 = 790 \text{ В}$$

$$K_0 = 30$$

$$I_1 = 40 \text{ мА}$$

$$I_2 = 60 \text{ мА}$$

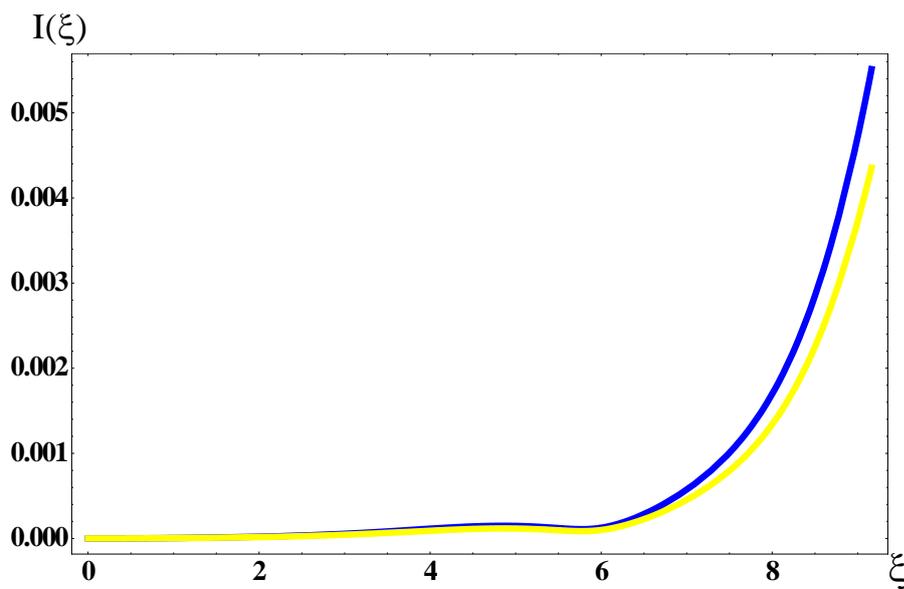


Рис.3. Распределение токов пучков

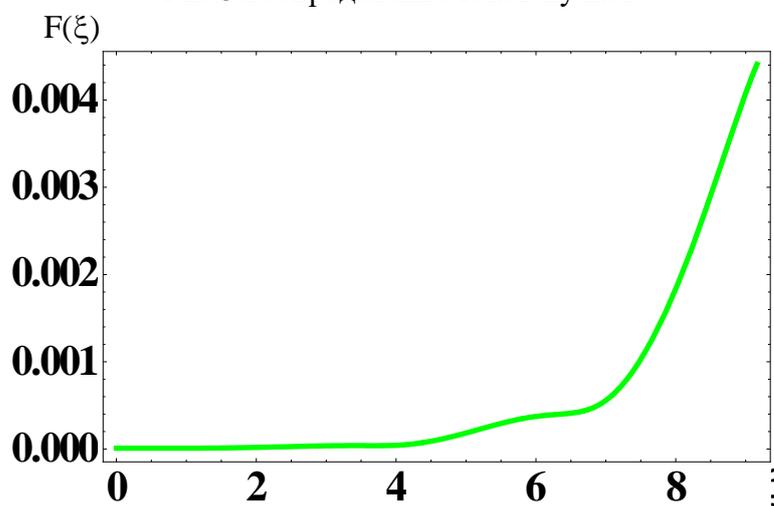


Рис.4. Распределение полей

Коэффициент усиления при данных параметрах равен 49 дБ.

$$\omega = 10000 \text{ МГц}$$

$$L = 0,018 \text{ м}$$

$$U_1 = 408 \text{ В}$$

$$h = 23$$

$$U_2 = 495 \text{ В}$$

$$K_0 = 32$$

$$I_1 = 40 \text{ мА}$$

$$I_2 = 60 \text{ мА}$$

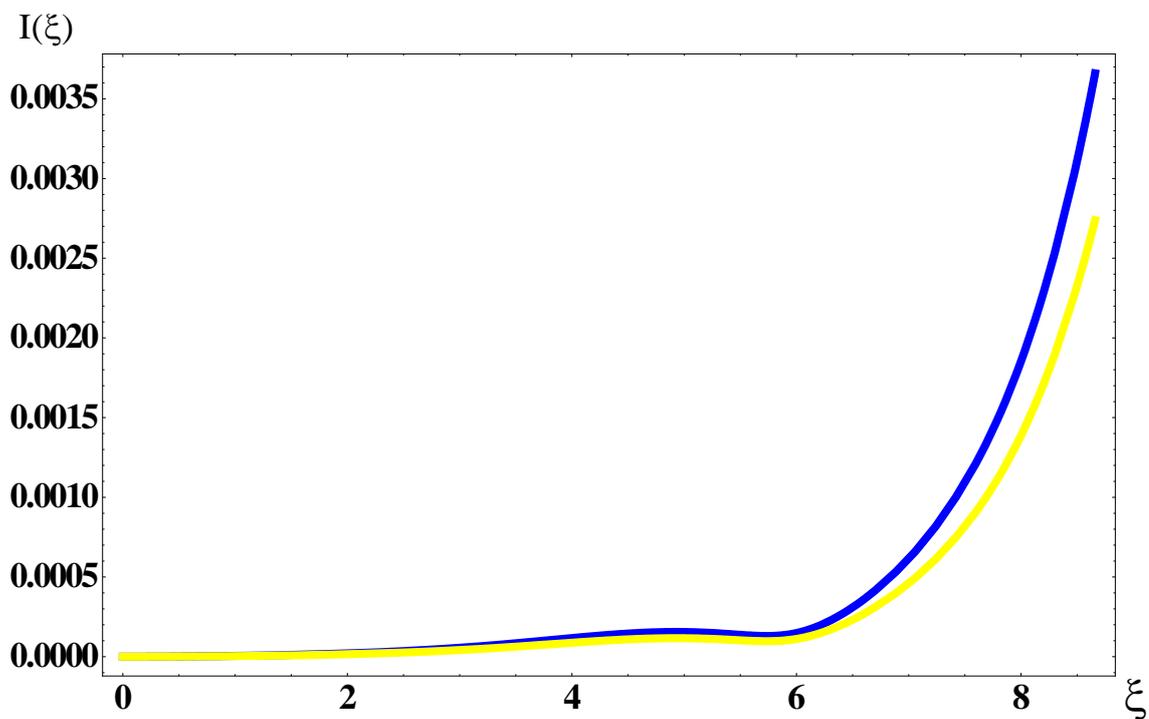


Рис.5.Распределение токов пучков

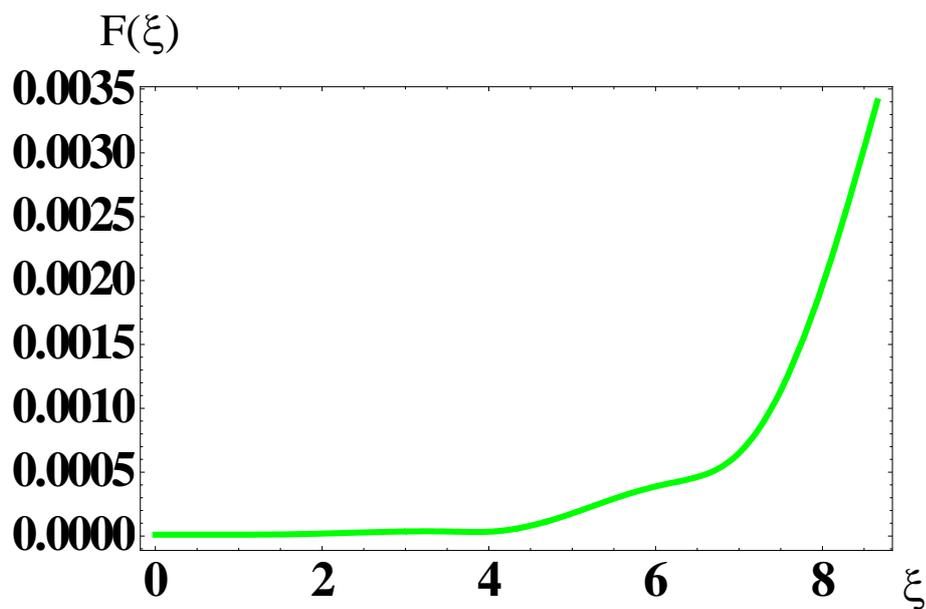


Рис.6. Распределение полей

Полученный коэффициент усиления равен 52Дб.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что использование двух электронных пучков в ЛБВ дает возможность построить прибор существенно меньших размеров, но не уступающим по параметрам уже существующим однолучевым ЛБВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной бакалаврской работе была построена нелинейная теория двухпучковой неустойчивости. Получены выражения, описывающие поведение двух взаимодействующих электронных потоков. На основе теории был проведен расчет коэффициента усиления двухлучевой лампы бегущей волны. Было показано, что использование двух электронных потоков позволяет получить существенно лучшую группировку электронов при влете в замедляющую систему. В следствии этого, появляется возможность построить прибор меньших размеров, сохраняя достаточно хороший коэффициент усиления.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. Т. 1. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
2. Р.Бриггс. Двухпучковая неустойчивость. Достижения физики плазмы , т3 и 4.// Изд-во «Мир»; М.:1974.
3. В.А Солнцев. Нелинейные волны в элеткронны потоках. // «Известия ВУЗов.», «Радиофизика». 1974, Т.17 ,№4
4. Д.И Трубицков, А.Е.Храмов. Лекции по СВЧ электронике для физиков, Т1 // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 496с.
5. В.Н. Шевчик, Д.И. Трубицков. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. //М.: Сов.Радио, 1970, 584с