

Физика плазмы и плазменные методы

УДК 533.9

Мультигармонические взаимодействия волн в плазменно-пучковых супергетеродинных ЛСЭ с винтовыми электронными пучками

В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, Г. А. Алексеенко

Построена кубически-нелинейная теория мультигармонических взаимодействий волн в плазменно-пучковом супергетеродинном лазере на свободных электронах с винтовым электронным пучком. В качестве накачки использована замедленная электромагнитная волна, распространяющаяся в замагниченной плазменно-пучковой системе. Выяснены уровни и механизмы насыщения для различных режимов работы. Показано, что учет множественных параметрических взаимодействий гармоник волны пространственного заряда приводит к уменьшению уровня насыщения сигнала в два и более раз. Определен режим работы, в котором сигнал имеет наиболее высокий уровень насыщения. Продемонстрирована возможность использования таких устройств в качестве источника мощного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

PACS: 41.60.Cr, 52.59.Ye

Ключевые слова: супергетеродинные лазеры на свободных электронах, плазменно-пучковая неустойчивость, волны пространственного заряда, параметрические резонансные взаимодействия.

Введение

Внимание к источникам мощного когерентного электромагнитного излучения в миллиметровом—субмиллиметровом диапазоне длин волн вызвано возможностью их использования в высокоскоростных системах связи, оборонных технологиях, для исследований в области физики, химии, биологии, медицины [1—3]. Среди источников такого излучения следует выделить супергетеродинные лазеры на свободных электронах (СЛСЭ), которые характеризуются высокими усилительными свойствами [1, 4—16]. Высокие коэффициенты усиления в СЛСЭ обусловлены

использованием дополнительного механизма усиления одной из взаимодействующих волн, которые находятся в параметрическом резонансе с высокочастотной электромагнитной волной сигнала [1]. В качестве такого механизма в плазменно-пучковых СЛСЭ используется плазменно-пучковая неустойчивость [1, 2], в двухпоточковых СЛСЭ — двухпоточковая неустойчивость [1, 2]. Так как эти неустойчивости обладают исключительно высокими инкрементами нарастания, то и соответствующие СЛСЭ также имеют высокие коэффициенты усиления.

Особенностью плазменно-пучковых, двухпоточковых неустойчивостей является то, что волны пространственного заряда (ВПЗ), которые формируются в таких системах, характеризуются квазилинейным законом дисперсии [1, 2]. Это приводит к тому, что условие трехволнового параметрического резонанса выполняется для большого числа гармоник ВПЗ. В связи с этим в СЛСЭ одновременно происходит большое число трехволновых параметрических резонансов между гармониками ВПЗ, то есть происходят множественные резонансные взаимодействия. Как показывает анализ двухпоточковых СЛСЭ [1, 12, 16], такие взаимодействия оказывают существенное влияние на динамику волн в подобных устройствах.

Кулиш Виктор Васильевич, профессор¹.

Лысенко Александр Владимирович, заведующий кафедрой².

Алексеенко Галина Андреевна, аспирант².

¹Национальный авиационный университет.

Украина, г. Киев, просп. Космонавта Комарова, 1.

Тел. +038 (044) 401-04-55.

E-mail: kulish2001@ukr.net

²Сумский государственный университет (СумГУ).

Украина, г. Сумы, ул. Римского-Корсакова, 2.

Тел. +38 (0542) 33-31-55.

E-mail: lysenko_@ukr.net; galyana2@ukr.net

Статья поступила в редакцию 25 августа 2015 г.

© Кулиш В. В., Лысенко А. В., Алексеенко Г. А., 2015

Представленная статья посвящена кубически-нелинейному анализу мультигармонических взаимодействий волн в плазменно-пучковом СЛСЭ доплерotronного типа с винтовыми электронными потоками. Слабосигнальный анализ таких устройств ранее был проведен в [13, 14]. В этих работах было показано, что использование винтовых электронных пучков в плазменно-пучковых СЛСЭ приводит к увеличению коэффициента усиления по сравнению с устройствами, в которых электронный пучок входит в систему соосно с фокусирующим магнитным полем. Также было выяснено, что такие СЛСЭ могут работать в четырех различных режимах. Динамика волн в плазменно-пучковом СЛСЭ в рамках кубически-нелинейного приближения была изучена только для случая соосного влета электронного пучка [15]. Был сделан вывод, что такие устройства являются перспективными для использования в качестве мощных источников электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

Целью данной работы является продолжение изучения свойств плазменно-пучковых СЛСЭ с винтовыми электронными пучками в рамках кубически-нелинейного приближения в интересах определения влияния множественных трехволновых параметрических резонансов на динамику волн в СЛСЭ, а также выявления (с учетом мультигармонических взаимодействий) механизмов и уровней насыщения электромагнитного сигнала, включая выяснения режимов работы устройства, при которых уровни насыщения являются максимальными.

Модель

В качестве модели исследуемого прибора рассматриваем плазменную среду с ленгмюровской частотой ω_p , через которую проходит электронный пучок с собственной ленгмюровской частотой ω_b ($\omega_b \ll \omega_p$). Фокусирующее магнитное поле с напряженностью H_0 направлено вдоль оси системы Z . Полагаем, что циклотронная частота ω_H вращения электронов в продольном магнитном поле много меньше плазменной частоты ($\omega_H \ll \omega_p$). Вектор скорости электронов винтового релятивистского пучка v_b направлен под углом β по отношению к оси Z , так что $\operatorname{tg}\beta = v_{b\perp} / v_{bz}$, где $v_{b\perp}$ и v_{bz} — его поперечная и продольная компоненты. В качестве накачки используем мощную низкочастотную замедленную циркулярно поляризованную электромагнитную волну с частотой ω_2 и волновым числом k_2 , распространяющуюся вдоль оси системы навстречу электронному пучку ($\omega_2 \ll \omega_H$). Также на вход системы подаем высо-

кочастотную циркулярно поляризованную электромагнитную волну сигнала с частотой ω_1 и волновым числом k_1 . В исследуемом СЛСЭ имеет место параметрический резонанс между волнами сигнала, накачки и волной пространственного заряда. Условие параметрического резонанса между этими волнами:

$$\omega_{3,1} = \omega_1 - \omega_2, \quad k_{3,1} = k_1 + k_2, \quad (1)$$

где $\omega_{3,1}$ и $k_{3,1}$ — частота и волновое число первой гармоники волны ВПЗ соответственно. Именно благодаря параметрическому взаимодействию (1) в плазменно-пучковом СЛСЭ возбуждается волна ВПЗ.

В плазменно-пучковом СЛСЭ используется эффект супергетеродинного усиления. Его суть состоит в использовании дополнительного механизма усиления одной из трех волн, которые принимают участие в трехволновом параметрическом резонансе. В исследуемом СЛСЭ в качестве такого механизма используется усиление ВПЗ за счет плазменно-пучковой неустойчивости [1, 2]. Параметры устройства выбираем так, чтобы нарастание ВПЗ было бы максимальным за счет плазменно-пучковой неустойчивости. Известно, что инкременты нарастания плазменно-пучковой неустойчивости являются высокими [1, 2]. Поэтому результирующий коэффициент усиления электромагнитной волны в исследуемом СЛСЭ оказывается также значительным. Именно благодаря дополнительному механизму усиления супергетеродинные СЛСЭ имеют более высокие усилительные характеристики по сравнению с другими типами СЛСЭ.

Еще одной особенностью плазменно-пучковых СЛСЭ является то, что волна пространственного заряда, нарастающая за счет плазменно-пучковой неустойчивости, характеризуется квазилинейной дисперсионной зависимостью [1, 2]:

$$k_{3,m} \approx \omega_{3,m} / v_{bz}, \quad (2)$$

где индекс « m » обозначает номер гармоники, $k_{3,m}$ и $\omega_{3,m} = \omega_{3,1} \cdot m$ — волновое число и частота m -й гармоники соответственно, v_{bz} — z -компонента скорости электронного пучка. Это значит, что частоты и волновые числа m -х гармоник пропорциональны номеру гармоники m . Поэтому между гармониками волны пространственного заряда возникает множество трехволновых параметрических резонансов:

$$\omega_{3,m_1} = \omega_{3,m_2} + \omega_{3,m_3}, \quad k_{3,m_1} = k_{3,m_2} + k_{3,m_3}, \quad (3)$$

где m_1, m_2, m_3 — номера взаимодействующих гармоник. Учитывая (2), выражения (3) сводятся к соотношению:

$$m_1 = m_2 + m_3. \quad (4)$$

Величины m_1, m_2, m_3 являются целыми числами. Поэтому условие (4) может быть выполнено множеством способов, например, $2 = 1+1$, $3 = 2+1$ и так далее. Такие трехволновые взаимодействия приводят к возбуждению высших гармоник ВПЗ. Множественные трехволновые резонансные взаимодействия гармоник волны ВПЗ, удовлетворяющие условию (3), учитываем при анализе динамики волн в СЛСЭ.

Основные уравнения

Для получения уравнений, которые описывают динамику амплитуд полей в исследуемом устройстве, применяем квазигидродинамическое уравнение [1, 2], уравнение непрерывности и уравнения Максвелла. Для решения квазигидро-

динамического уравнения используем метод усредненных характеристик [1, 16], для решения уравнений непрерывности и уравнений Максвелла — метод медленно меняющихся амплитуд.

Рассматриваем случай, когда разбросом электронов по скоростям, а также столкновениями можно пренебречь. В соответствии с методом усредненных характеристик совершаем переход к характеристикам квазигидродинамического уравнения. В полученных уравнениях выразим компоненты скорости электронов пучка v_{bx} и v_{by} через перпендикулярную составляющую скорости $v_{b\perp} = \sqrt{v_{bx}^2 + v_{by}^2}$ и фазу вращения p_{b0} электрона в магнитном поле: $v_{bx} = v_{b\perp} \cos p_{b0}$, $v_{by} = v_{b\perp} \sin p_{b0}$. Такой переход связан с тем, что в продольном фокусирующем магнитном поле в поперечной плоскости в невозмущенном состоянии электроны движутся по окружности. Тогда исходные уравнения движения принимают следующий вид:

$$\frac{dv_{b\perp}}{dt} = \frac{e}{m_e \gamma_b} \left[\cos p_{b0} \left(E_x - \frac{v_{bz}}{c} B_y \right) + \sin p_{b0} \left(E_y + \frac{v_{bz}}{c} B_x \right) - \frac{v_{b\perp} (\mathbf{E}\mathbf{v})}{c^2} \right], \quad (5)$$

$$\frac{dp_{b0}}{dt} = -\frac{\omega_H}{\gamma_b} + \frac{e}{m_e \gamma_b v_{b\perp}} \left[\cos p_{b0} \left(E_y + \frac{v_{bz}}{c} B_x \right) - \sin p_{b0} \left(E_x - \frac{v_{bz}}{c} B_y \right) \right], \quad (6)$$

$$\frac{dv_{bz}}{dt} = \frac{e}{m_e \gamma_b} \left[E_z + \frac{v_{b\perp}}{c} (B_y \cos p_{b0} - B_x \sin p_{b0}) - \frac{v_{bz} (\mathbf{E}\mathbf{v})}{c^2} \right], \quad (7)$$

$$\frac{d\gamma_b}{dt} = \frac{e}{m_e \gamma_b} \left[E_x v_{b\perp} \cos p_{b0} + E_y v_{b\perp} \sin p_{b0} + E_z v_{bz} \right]. \quad (8)$$

В уравнениях (5)—(8) E_x, E_y, E_z — компоненты вектора напряженности электрического поля сигнала, накачки и ВПЗ, B_x, B_y — компоненты вектора индукции магнитного поля сигнала, накачки, $\omega_H = eB_0 / (m_e c)$ — циклотронная частота вращения электронов в продольном магнитном поле; c — скорость света; $\gamma_b = 1 / \sqrt{1 - (v_{bz}^2 + v_{b\perp}^2) / c^2}$ — релятивистский фактор; e и m_e — заряд и масса электрона соответственно. К этой системе уравнений применяем процедуру асимптотического интегрирования в соответствии с методом усредненных характеристик [1, 16] и находим скорости как функции электрических и магнитных полей. Далее подставляем полученные решения в уравнение непрерывности и уравнения Максвелла, к которым применяем метод медленно меняющихся амплитуд.

В итоге получаем в кубическом приближении для комплексных амплитуд x - и y -компонент напряженности электрического поля сигнала (E_{1x}, E_{1y}), x - и y -компонент напряженности электрического поля накачки (E_{2x}, E_{2y}) и m -х гармоник напряженности электрического поля ВПЗ ($E_{3z,m}$) систему дифференциальных уравнений:

$$K_2 \frac{d^2 E_{1x}}{dt^2} + K_1 \frac{dE_{1x}}{dt} = K_3 E_{3z} E_{2x} + F_{1x}, \quad (9)$$

$$K_2 \frac{d^2 E_{1y}}{dt^2} + K_1 \frac{dE_{1y}}{dt} = K_3 \eta_1 \eta_2 E_{3z} E_{2y} + F_{1y}, \quad (10)$$

$$M_2 \frac{d^2 E_{2x}}{dt^2} + M_1 \frac{dE_{2x}}{dt} = M_3 E_{3z}^* E_{1x} + F_{2x}, \quad (11)$$

$$M_2 \frac{d^2 E_{2y}}{dt^2} + M_1 \frac{dE_{2y}}{dt} = \tag{12}$$

$$= M_3 \eta_1 \eta_2 E_{3z}^* E_{1y} + F_{2y},$$

$$C_{2,m} \frac{d^2 E_{3z,m}}{dt^2} + C_{1,m} \frac{dE_{3z,m}}{dt} + D_{3m} E_{3z,m} = \tag{13}$$

$$= C_{3,m} (E_{1x,m} E_{2x,m}^* + E_{1y,m} E_{2y,m}^*) + F_{3z,m}.$$

Из уравнений (9)—(13) следует, что для исследуемого устройства собственными являются циркулярно поляризованные электромагнитные волны. В этих уравнениях $K_2 = 0,5 \cdot \partial^2 D_1 / \partial (i\omega_1)^2$; $K_1 = \partial D_1 / \partial (i\omega_1)$; $M_2 = 0,5 \cdot \partial^2 D_2 / \partial (i\omega_2)^2$; $M_1 = \partial D_2 / \partial (i\omega_2)$, где $D_1 = D(\omega_1, k_1)$, $D_2 = D(\omega_2, k_2)$ — дисперсионные функции поперечных электромагнитных волн сигнала (ω_1, k_1) и накачки (ω_2, k_2) :

$$D(\omega, k) = \frac{i}{c\omega} \left\{ k^2 c^2 - \omega^2 + \sum_{\alpha}^{b,p} \left[\frac{\omega_{\alpha}^2}{\gamma_{\alpha} (\Omega_{\alpha} + \eta \omega_H / \gamma_{\alpha})^2} \times \right. \right. \tag{14}$$

$$\left. \left. \times \left(\Omega_{\alpha} (\Omega_{\alpha} + \eta \omega_H / \gamma_{\alpha}) - \frac{v_{\alpha z}^2}{2c^2} (\omega^2 - k^2 c^2) \right) \right] \right\}.$$

В уравнениях (9)—(14)

$$\eta_1 = E_{1y,1} / (iE_{1x,1}) = \pm 1, \quad \eta_2 = E_{2y,1} / (iE_{2x,1}) = \pm 1 \tag{15}$$

— знаковые функции, которые характеризуют направление вращения вектора напряженности поперечного электрического поля; $\Omega_{\alpha} = \omega - kv_{\alpha z}$. Индекс α принимает значения b и p , причем индексом b характеризуем параметры пучка, а индексом p — параметры плазмы. В уравнении (13) выражение

$$D_{3m} = \frac{-im\omega_3}{c} \left(1 - \sum_{\alpha}^{b,p} \frac{\omega_{\alpha}^2 (1 - v_{\alpha z}^2 / c^2)}{(m\omega_3 - k_{3,m} v_{\alpha z})^2 \gamma_{\alpha}} \right) \tag{16}$$

— дисперсионная функция волны ВПЗ, $C_{1,m} = \partial D_{3m} / \partial (i\omega_{3,m})$; $C_{2,m} = 0,5 \cdot \partial^2 D_{3m} / \partial (i\omega_{3,m})^2$. $K_3, M_3, C_{3,m}$ — коэффициенты дифференциальных уравнений, которые зависят от частот, волновых чисел и параметров исследуемой системы. Функции $F_{1x}, F_{1y}, F_{2x}, F_{2y}, F_{3z,m}$ — компоненты соответствующих уравнений, учитывающие кубически нелинейные взаимодействия.

Систему (9)—(13) следует также дополнить уравнениями для постоянных составляющих скорости и концентрации:

$$d\bar{v}_{\alpha} / dt = V_{\alpha} \cdot d\bar{n}_{\alpha} / dt = N_{\alpha}, \tag{17}$$

где функции V_{α}, N_{α} учитывают кубически нелинейные слагаемые и зависят от волновых чисел, частот, амплитуд полей, постоянных составляющих скоростей и концентраций.

Как уже было сказано выше, в исследуемой системе имеет место плазменно-пучковая неустойчивость. Это значит, что дисперсионное уравнение для волны пространственного заряда $D_{3m}(\omega_{3,m}, k_{3,m}) = 0$ имеет комплексные корни. Поэтому при подстановке в дисперсионную функцию D_{3m} (16) действительных частот и действительных волновых чисел (действительных составляющих комплексных решений) дисперсионная функция не будет равна нулю, т. е. $D_{3m} \neq 0$. Поэтому в левой части уравнения (13) имеется слагаемое с D_{3m} , которое позволяет определить инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости. Так, если рассмотреть уравнение (13) в случае отсутствия параметрического резонанса ($C_3(E_{1x} E_{2x}^* + E_{1y} E_{2y}^*) = 0$), пренебечь кубически нелинейными взаимодействиями ($F_{3z,m} = 0$), то из полученного линейного дифференциального уравнения легко можно найти инкремент плазменно-пучкового нарастания $(-D_{3m} / C_{2,m})^{1/2}$ (здесь учтено, что $C_{2,m} d^2 E_{3z,m} / dt^2, D_{3m} E_{3z,m} \gg C_{1,m} dE_{3z,m} / dt$).

Анализ

Анализ динамики волн проведем в плазменно-пучковом СЛСЭ со следующими параметрами: ленгмюровская частота плазмы $\omega_p = 1 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, ленгмюровская частота пучка $\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, кинетическая энергия пучка 0,51 МэВ, напряженность фокусирующего магнитного поля $2,2 \cdot 10^5 \text{ А/м}$, амплитуда первой гармоники электрического поля накачки $E_2 = \sqrt{|E_{2x}|^2 + |E_{2y}|^2} = 2,8 \cdot 10^4 \text{ В/м}$.

Используя дисперсионные соотношения для поперечных волн ($D(\omega_1, k_1) = 0, D(\omega_2, k_2) = 0$) и продольных волн ($D_{3,1}(\omega_{3,1}, k_{3,1}) = 0$), несложно определить частоты и волновые числа волн, которые могут принимать участие в трехволновом параметрическом резонансе (1). Как показывает анализ [14], трехволновые параметрические взаимодействия в исследуемом супергетеродинном ЛСЭ возможны в четырех различных случаях. На рис. 1 представлены дисперсионные кривые

для высокочастотных электромагнитных волн сигнала (кривые 1 и 2), низкочастотной электромагнитной волны накачки (кривая 4) и ВПЗ (кривая 3) для случая, когда угол влета β пучка по отношению к продольному магнитному полю равен нулю. Кривая 1 соответствует правой циркулярно-поляризованной электромагнитной волне, если смотреть вдоль магнитного поля ($\eta_1 = -1$), кривая 2 — левой циркулярно-поляризованной волне ($\eta_1 = +1$). Кривая 4 соответствует как правой циркулярно-поляризованной электромагнитной волне ($\eta_2 = -1$), так и левой циркулярно-поляризованной электромагнитной волне накачки ($\eta_2 = +1$).

Волновое число $k_{3,1}$ и частоту $\omega_{3,1}$ первой гармоники ВПЗ выбираем так, чтобы ее инкремент нарастания за счет плазменно-пучковой неустойчивости был максимальным. Известно, что этому условию соответствует значение $k_{3,1} = \omega_p / v_{bz}$ [1, 2]. Частота $\omega_{3,1}$ определяется из соотношения $D_{3,1}(\omega_{3,1}, k_{3,1}) = 0$. Этим значениям волнового числа $k_{3,1}$ и частоты $\omega_{3,1}$ соответствует точка O на дисперсионной кривой 3 (рис. 1). Чтобы определить частоты электромагнитных волн ω_1 , ω_2 сигнала и накачки, а также их волновые числа k_1 и k_2 , используем условие параметрического резонанса (1) и дисперсионные уравнения $D(\omega_1, k_1) = 0$, $D(\omega_2, k_2) = 0$, где дисперсионная функция для электромагнитных волн $D(\omega, k) = 0$ определяется соотношением (14). Эти решения также можно легко найти графически. Например, на рис. 1 выполним параллельный перенос кривой 4 так, чтобы точка O' переместилась в точку O . В итоге кривая 4 переместилась в положение 5. Тогда пересечения кривой 5 с кривыми 1 и 2 дадут искомые значения частот ω_1 и волновых чисел k_1 для высокочастотной электромагнитной волны. Точки A , B , C и D определяют требуемые частоты ω_1 и волновые числа k_1 .

Чтобы определить частоты и волновые числа низкочастотной электромагнитной волны накачки необходимо спроецировать найденные точки A , B , C и D на кривую 4 в направлении параллельного переноса. Точки A' , B' , C' и D' определяют соответствующие частоты ω_2 и волновые числа k_2 .

Таким образом, в исследуемом СЛСЭ трехволновые параметрические взаимодействия между волнами сигнала, накачки и ВПЗ возможны в четырех различных случаях. Отметим, что ранее в рамках кубического нелинейного приближения был изучен только один режим работы плазменно-пучкового СЛСЭ доплертронного типа, в котором

принимает участие право-поляризованная электромагнитная волна (кривая 1, точка A) и когда угол влета электронного пучка равен нулю ($\beta = 0^\circ$) [15]. Остальные три режима B , C и D ранее были изучены только в рамках квадратичного приближения [13, 14].

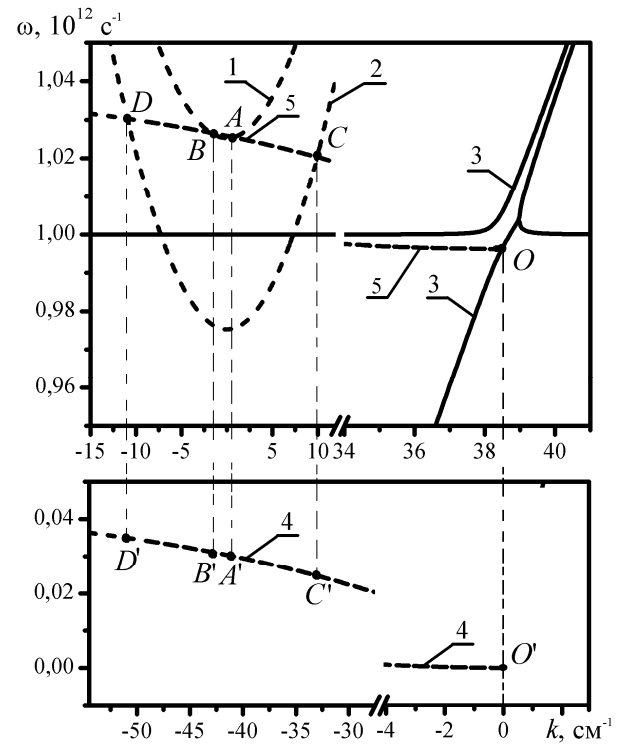


Рис. 1. Дисперсионные кривые высокочастотной электромагнитной волны сигнала (кривые 1, 2), низкочастотной электромагнитной волны накачки (кривая 4) и волны ВПЗ (кривая 3) в плазменно-пучковом СЛСЭ

Используя стандартные численные методы, проанализируем динамику волн в плазменно-пучковом СЛСЭ с помощью уравнений (9)—(13), (17). Выясним, как влияют множественные трехволновые параметрические резонансные взаимодействия гармоник ВПЗ на динамику высокочастотной электромагнитной волны сигнала. На рис. 2 изображены зависимости амплитуды первой гармоники волны сигнала от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$, где $\delta\omega_0$ — инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости при угле влета пучка $\beta = 0^\circ$. Расчеты проведены для режима взаимодействия D (рис. 1), $\beta = 30^\circ$. На этом рисунке кривая 1 представляет результат расчета, в котором учтено взаимодействие только первых гармоник волн. Кривая 2 получена в результате расчетов, в которых учтено влияние множественных трехволновых резонансных взаимодействий первых десяти гармоник волны ВПЗ. Сравнивая кривые 1 и 2 на рис. 2 видим, что влияние высших гармоник ВПЗ приводит к уменьшению уровня

насыщения более чем в два раза (кривая 2). Это значит, что множественные резонансные взаимодействия между гармониками волны ВПЗ существенно влияют на нелинейные процессы в плазменно-пучковых СЛСЭ. Аналогичное влияние множественных резонансных взаимодействий на уровень насыщения имеет место и для других режимов работы СЛСЭ (*A*, *B*, *C*). Поэтому такие взаимодействия обязательно необходимо учитывать при анализе динамики волн в супергетеродинных ЛСЭ. Далее все расчеты проводятся с учетом множественных взаимодействий между гармониками волны ВПЗ.

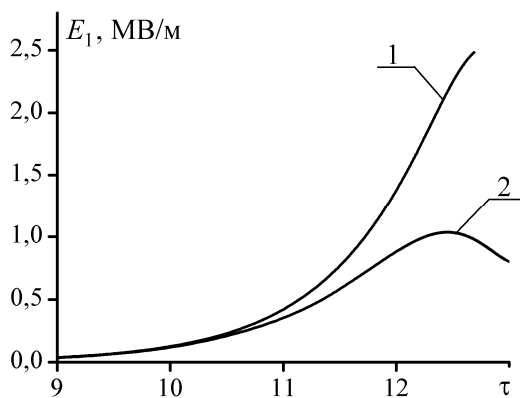


Рис. 2. Зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала E_1 от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$ для режима взаимодействия *D*, $\beta = 30^\circ$. Кривая 2 рассчитывалась с учетом множественных параметрических резонансов первых десяти гармоник волны ВПЗ, кривая 1 — учтена только одна первая гармоника ВПЗ

На рис. 3 представлены зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала $E_1 = \sqrt{|E_{1x}|^2 + |E_{1y}|^2}$ от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$ для четырех режимов работы при угле влета электронного пучка $\beta = 30^\circ$. На рис. 3 кривая *A* соответствует режиму *A* (рис. 1), кривая *B* — режиму взаимодействия *B*, кривая *C* — режиму взаимодействия *C*, кривая *D* — режиму взаимодействия *D*. Из рис. 3 следует, что максимальный уровень напряженности электрического поля сигнала достигается в случае режима *D*, хотя темп усиления амплитуды сигнала на начальном этапе взаимодействия в этом режиме меньше, чем в режиме *C*. При этом следует отметить, что для всех режимов, представленных на рис. 3, инкремент плазменно-пучковой неустойчивости имеет одно и то же значение. Параметрический инкремент нарастания для режимов *A*, *B*, *C* и *D* — разный. Именно параметрическое взаимодействие определяет различную динамику волны сигнала для различных ре-

жимов, которая представлена на рис. 3. Также отметим, что в режиме *D* в области насыщения напряженность электрического поля сигнала достигает значений ~ 1 МВ/м. Длина волны сигнала для этого режима в вакууме $\lambda_1 = 2\pi c / \omega_1 \approx 1,8$ мм. Таким образом, в режиме *D* плазменно-пучковый СЛСЭ может работать как мощный источник электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

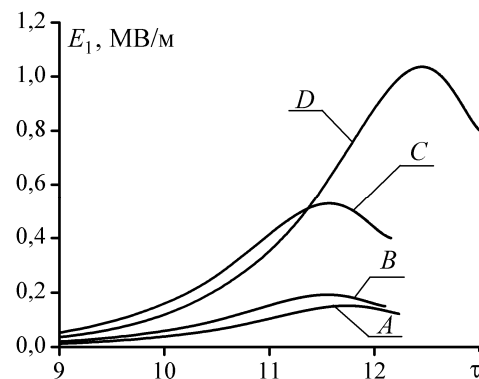


Рис. 3. Зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала E_1 от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$, $\beta = 30^\circ$. Кривая *A* — режим взаимодействия *A*, кривая *B* — режим взаимодействия *B*, кривая *C* — режим взаимодействия *C*, кривая *D* — режим взаимодействия *D* (рис. 1)

Вьясним, как меняются уровни насыщения электромагнитной волны сигнала в зависимости от угла влета электронного пучка β . На рис. 4 представлены зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$ при различных углах влета пучка β по отношению к магнитному полю для режима взаимодействия *D*. Кривая 1 соответствует углу влета $\beta = 0^\circ$, кривая 2 соответствует углу влета $\beta = 10^\circ$, кривая 3 соответствует $\beta = 20^\circ$, кривая 4 соответствует $\beta = 30^\circ$. Из рис. 4 следует, что на начальном этапе темп усиления волны сигнала увеличивается с увеличением угла влета β . Такое увеличение темпа усиления волны сигнала связано, прежде всего, с изменением инкремента нарастания плазменно-пучковой неустойчивости [13]. Можно достаточно легко определить аналитическую зависимость инкремента плазменно-пучковой неустойчивости от угла влета электронного пучка β , решив дисперсионное уравнение $D_{3,1}(\omega_{3,1}, k_{3,1}) = 0$, где $D_{3,1}$ определяется соотношением (16). Используя подход, описанный, например в [2], получаем выражение для максимального инкремента плазменно-пучковой неустойчивости в случае внеосевого влета релятивистского электронного пучка

$$\delta\omega(\beta) \approx \sqrt{3} \left(\frac{\omega_b^2 \omega_p}{16\gamma_b \gamma_{b\parallel}^2} \right)^{1/3} = \sqrt{3} \left(\frac{\omega_b^2 \omega_p}{16\gamma_b} \right)^{1/3} \cdot \left(1 - \frac{v_b^2 \cos^2 \beta}{c^2} \right)^{1/3}, \quad (18)$$

где $\gamma_{b\parallel} = (1 - v_{bz}^2 / c^2)^{-1/2} = (1 - v_b^2 \cos^2 \beta / c^2)^{-1/2}$ — продольный релятивистский фактор. Из полученного выражения следует, что увеличение инкремента нарастания $\delta\omega(\beta)$ с увеличением угла β связано с уменьшением продольной энергии электронов $m_e c^2 \gamma_{b\parallel}$. Нужно отметить, что этот эффект является релятивистским. Из соотношения (18) следует, что при увеличении угла влета с $\beta = 0^\circ$ до $\beta = 30^\circ$ инкремент плазменно-пучковой неустойчивости увеличивается в 1,2 раза. Так как инкремент плазменно-пучковой неустойчивости много больше инкремента параметрической неустойчивости, то именно зависимость (18) инкремента $\delta\omega(\beta)$ от угла влета β и определяет зависимость коэффициента усиления волны сигнала от угла влета пучка β , что и демонстрируют соответствующие кривые, представленные на графике рис. 4. Такой же эффект наблюдается для всех режимов работы СЛСЭ. Как следует из рис. 4, уровень насыщения при увеличении угла влета β незначительно уменьшается. При этом время насыщения также уменьшается ($\tau_4 < \tau_3 < \tau_2 < \tau_1$). Таким образом, плазменно-пучковые СЛСЭ, использующие винтовые релятивистские электронные пучки, позволяют создавать мощные электромагнитные сигналы в миллиметровом диапазоне длин волн.

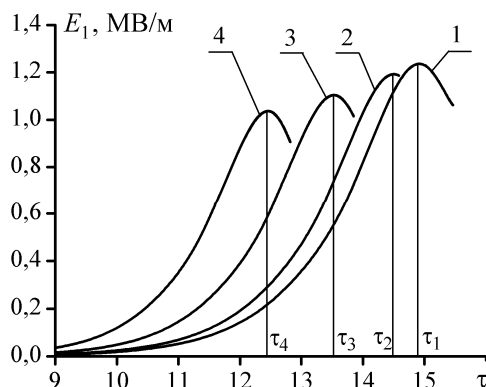


Рис. 4. Зависимости амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля волны сигнала от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$ при различных углах влета пучка β по отношению к фокусирующему магнитному полю. Кривая 1 соответствует углу влета $\beta = 0^\circ$, кривая 2 соответствует углу влета $\beta = 10^\circ$, кривая 3 соответствует углу влета $\beta = 20^\circ$, кривая 4 соответствует углу влета $\beta = 30^\circ$. Режим взаимодействия D (рис. 1)

Проведем анализ механизмов насыщения в данной системе. Для этого рассмотрим (рис. 5, кривая 1) поведение амплитуды первой гармоники концентрации плазмы $n_{p3,1n} = n_{p3,1} / n_{p0}$, нормированной на постоянную составляющую концентрации электронов плазмы, и амплитуды первой гармоники волны концентрации пучка $n_{b3,1n} = n_{b3,1} / n_{b0}$, нормированной на постоянную составляющую концентрации электронов пучка (рис. 5, кривая 2), от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$.

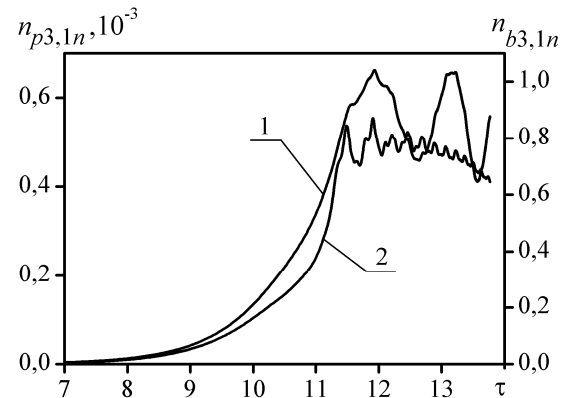


Рис. 5. Зависимость амплитуды первой гармоники концентрации электронов плазмы, нормированную на постоянную составляющую концентрации электронов плазмы, $n_{p3,1n} = n_{p3,1} / n_{p0}$ (кривая 1, ось абсцисс слева), амплитуды первой гармоники концентрации электронов пучка, нормированную на постоянную составляющую концентрации электронов пучка, $n_{b3,1n} = n_{b3,1} / n_{b0}$ (кривая 2, ось абсцисс справа), от нормированного времени $\tau = t \cdot \delta\omega_0$. Режим взаимодействия D, $\beta = 30^\circ$

На начальном этапе имеет место экспоненциальное нарастание обеих величин. Затем происходит их нелинейная стабилизация. При этом амплитуда 1-й гармоники концентрации плазмы совершает регулярные колебания. Эти колебания обусловлены захватом электронов пучка полем плазменной волны. Захват становится возможным благодаря, с одной стороны, снижению скорости пучка электронов до скорости, близкой к фазовой скорости плазменной волны, а с другой стороны, из-за существенного увеличения интенсивности плазменной волны. В результате захвата электроны пучка формируются в сгустки, которые колеблются в пределах квазипотенциальной ямы плазменной волны. Эти сгустки то отдают плазменной волне энергию, то отбирают её обратно. Характерная особенность этого процесса — за одно колебание плазменной волны сгустки несколько раз сталкиваются с краями квазипотенциальной ямы. Это приводит к тому, что осцилляции нормированной амплитуды $n_{b3,1n}$ (рис. 5, кривая 2) происходят в

несколько раз чаще осцилляций нормированной амплитуды плазменной волны $n_{p3,1n}$ (рис. 5, кривая 1). При этом уровень модуляции электронного пучка оказывается приблизительно равным единице, то есть в данном случае имеет место полная модуляция пучка. Расчеты показывают, что высшие гармоники концентрации пучка имеют такой же характер осцилляций как и первая гармоника, причем их амплитуда колебаний соизмерима с амплитудой колебаний первой гармоники.

Аналогичные исследования «чисто» плазменно-пучковых систем [2] показывают, что насыщение плазменно-пучковой неустойчивости обусловлено именно процессами, описанными выше. Поэтому можно утверждать, что насыщение усиления в данной модели плазменно-пучкового СЛСЭ происходит из-за захвата электронного пучка плазменной волной.

Заключение

В работе построена кубическая нелинейная теория мультигармонических взаимодействий волн в плазменно-пучковом СЛСЭ с винтовым электронным пучком. В качестве накачки использована замедленная электромагнитная волна, распространяющаяся в замагниченной плазменно-пучковой системе навстречу электронному пучку. Произведен учет множественных параметрических резонансных взаимодействий гармоник волны пространственного заряда. Выяснено, что такие резонансные взаимодействия играют существенную роль, в частности, приводят к уменьшению уровня насыщения сигнала в два и более раз. Для четырех режимов работы прибора определены уровни насыщения. Показано, что наиболее высоким уровнем насыщения электромагнитного сигнала обладает режим работы, при котором происходит усиление необыкновенной циркулярно-поляризованной электромагнитной волны сигнала (режим взаимодействия D). Уровень насыщения сигнала в этом режиме работы превышает уровни насыщения в других режимах в два и более раз. Показано, что насыщение в исследуемом устройстве во всех режимах происходит

из-за захвата электронов пучка плазменными волнами. Выяснено, темп усиления электромагнитного сигнала с увеличением угла влета электронного пучка увеличивается, что определяется возрастанием инкремента нарастания плазменно-пучковой неустойчивости в связи с уменьшением продольной энергии электронов. Показано, что уровень насыщения электромагнитного сигнала при различных углах влета электронного пучка по отношению к продольному магнитному полю незначительно уменьшается. Продемонстрирована перспективность использования плазменно-пучковых СЛСЭ с винтовыми электронными пучками в качестве мощного источника электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kulish V. V. Hierarchic electrodynamics and free electron lasers. — Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2011.
2. Kuzelev M. V., Ruhadze A. A., Strelkov P. S. The relativistic plasma SHF electronics. — Moscow: Bauman MSTU, 2002 [in Russian].
3. Booske J. H., Dobbs R. J., Joye C. D., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. V. 1. No. 1. P. 54.
4. Mohsenpour T., Mehrabi N. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. No. 8. P. 082133.
5. Saviz S., Rezaei Z., Farzin Z., et al. // Chinese Physics B. 2012. V. 21. No. 9. P. 094103.
6. Liu W., Yang Z., Liang Z. // Int. J. Infrared Millim. Waves. 2006. V. 27. P. 1073.
7. Mahdizadeh N., Aghamir F.M. // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 083305(5).
8. Saviz S., Karimi M. // Chin. Phys. B. 2014. V. 23. No. 3. P. 034103(5).
9. McNeil B. W. J., Robb G. R. M. // Phys. Rev. E. 2004. V. 70. P. 035501.
10. Mehdian H., Abbasi N. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 013111.
11. Rose D. V., Genoni T. C., Welch D. R., et al. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2007. V. 10. P. 034203.
12. Kulish V. V., Lysenko A. V., Rombovsky M. Yu. // Plasma Physics Reports. 2010. V. 36. No. 7. P. 594.
13. Kulish V. V., Lysenko A. V., Oleksiienko G. A., et al. // Prikladnaya Fizika (Applied Physics). 2014. No. 5. P. 24.
14. Kulish V. V., Lysenko A. V., Oleksiienko G. A., et al. // Acta Physica Polonica A. 2014. V. 126. No. 6. P. 1263.
15. Kulish V. V., Lysenko A. V., Koval V. V. // Plasma Physics Reports. 2010. V. 36. No. 13. P. 1185.
16. Kulish V. V., Lysenko A. V., Brusnik A. Ju. // J. Infrared Millimeter Terahertz Waves. 2012. V. 33. No. 2. P. 149.

Multiharmonic interaction of waves in plasma-beam superheterodyne FELs with helical electron beams

V. V. Kulish¹, A. V. Lysenko², and G. A. Oleksiienko²

¹National Aviation University
1 Kosmonavta Komarova av., Kyiv, 03058, Ukraine
E-mail: kulish2001@ukr.net

²Sumy State University
2 Rymsky-Korsakov str., 40007 Sumy, Ukraine
E-mail: lysenko_@ukr.net

Received August 25, 2015

The cubic-nonlinear theory of wave multiharmonic interactions in plasma-beam superheterodyne free electron lasers with a helical electron beam has been constructed. The slow electromagnetic wave propagating in a magnetized plasma-beam system is used as a pump. The saturation levels and mechanisms have been found for different operating modes. We have shown that the saturation level of the signal decreases in two and more times by taking into account multiple parametric interactions of space charge wave harmonics. We have found the operation mode when the signal wave has the highest level of saturation. We have shown the possibility of using such devices as a source of powerful electromagnetic radiation in the millimeter wavelength range.

PACS: 41.60.Cr, 52.59.Ye

Keywords: superheterodyne free electron lasers, plasma-beam instability, space-charge waves, parametric resonance interactions.

REFERENCES

1. V. V. Kulish, *Hierarchical electrodynamics and free electron lasers* (Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2011).
2. M. V. Kuzelev, A. A. Ruhadze, and P. S. Strelkov, *The relativistic plasma SHF electronics* (Moscow: Bauman MSTU, 2002) [in Russian].
3. J. H. Booske, R. J. Dobbs, C. D. Joye, et al., *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1**, 54 (2011).
4. T. Mohsenpour and N. Mehrabi, *Phys. Plasmas* **20**, 082133 (2013).
5. S. Saviz, Z. Rezaei, Z. Farzin, et al., *Chinese Physics B* **21**, 094103 (2012).
6. W. Liu, Z. Yang, and Liang, *Int. J. Infrared Millim. Waves* **27**, 1073 (2006).
7. N. Mahdizadeh and F. M. Aghamir, *J. Appl. Phys.* **113**, 083305(5) (2013).
8. S. Saviz and M. Karimi, *Chin. Phys. B* **23**, 034103(5) (2014).
9. B. W. J. McNeil and G. R. M. Robb, *Phys. Rev. E* **70**, 035501 (2004).
10. H. Mehdian and N. Abbasi, *Phys. Plasmas* **15**, 013111 (2008).
11. D. V. Rose, T. C. Genoni, D. R. Welch, et al., *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 034203 (2007).
12. V. V. Kulish, A. V. Lysenko, and M. Yu. Rombovsky, *Plasma Physics Reports* **36**, 594 (2010).
13. V. V. Kulish, A. V. Lysenko, G. A. Oleksiienko, et al., *Prikladnaya Fizika (Applied Physics)*, No. 5, 24 (2014).
14. V. V. Kulish, A. V. Lysenko, G. A. Oleksiienko, et al., *Acta Physica Polonica A* **126**, 1263 (2014).
15. V. V. Kulish, A. V. Lysenko, and V. V. Koval, *Plasma Physics Reports* **36**, 1185 (2010).
16. V. V. Kulish, A. V. Lysenko, and A. Ju. Brusnik, *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **33**, 149 (2012).