

Мультигармоническая кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазменно-пучковых лазеров на свободных электронах с доплертронной накачкой

В. В. Кулиш, А. В. Лысенко, В. В. Коваль

Сумской государственной университет, г. Сумы, Украина

E-mail: lysenko_@ukr.net

Построена мультигармоническая кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазменно-пучковых лазеров на свободных электронах с доплертронной накачкой. В качестве накачки используется замедленная электромагнитная волна, которая распространяется в замагниченной плазменно-пучковой системе навстречу электронному пучку. Учтено мультигармоническое взаимодействие волн, которое играет существенную роль. Проведен анализ уровней и механизмов насыщения. Показана перспективность использования данных систем для генерации мощного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

PACS: 41.60.Cr

Введение

Создание и разработка новых источников мощного электромагнитного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн является одной из приоритетных задач современной плазменной релятивистской СВЧ-электроники. Данная статья посвящена теоретическому исследованию такого источника: плазменно-пучкового супергетеродинного лазера на свободных электронах (ППСЛСЭ) [1].

Принципиальная идея ППСЛСЭ с накачкой в виде замедленной электромагнитной волны, которая распространяется в замагниченной плазменно-пучковой системе, впервые была предложена в работе [1]. Здесь также были приведены оценки параметров исследуемого прибора, из которых вытекает, что эта система может использоваться как источник мощного электромагнитного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Далее исследования были продолжены в работе [2], где построена квадратично-нелинейная теория, а также в [3], где представлены некоторые результаты кубически-нелинейной теории ППСЛСЭ.

Представленная статья посвящена обсуждению результатов дальнейших исследований в данном направлении. В отличие от [1—3] здесь главный упор сделан

на изучение кубически-нелинейных эффектов, связанных с учетом существенной мультигармоничности базового рабочего механизма, в том числе произведен анализ уровней и механизмов насыщения. Проведенные исследования позволили сделать вывод о том, что использование данных систем может быть весьма перспективным для создания мощных усилителей и генераторов электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн.

Модель

Модель ППСЛСЭ с доплертронной накачкой представлена на рис. 1. Электронный релятивистский пучок 1 с ленгмюровской частотой ω_b проходит через плазму, характеризующуюся ленгмюровской частотой ω_p . Плазменно-пучковая система размещена в продольном фокусирующем магнитном поле с напряженностью H_0 . Накачку выбираем в виде замедленной электромагнитной волны [4] с частотой ω_2 и волновым числом k_2 , которая распространяется навстречу электронному пучку. На вход системы также подается электромагнитный сигнал с частотой ω_1 и волновым числом k_1 . В результате параметрического резонанса между волной сигнала $\{\omega_1, \vec{k}_1\}$ и накачки $\{\omega_2, \vec{k}_2\}$ в

плазменно-пучковой системе возбуждается волна пространственного заряда (ВПЗ) с частотой ω_3 и волновым числом k_3 . Частоты и волновые числа этих волн в исследуемой системе связаны между собой условием параметрического резонанса

$$p_3 = p_1 - p_2$$

или

$$\omega_3 = \omega_1 - \omega_2, \quad k_3 = k_1 + k_2,$$

где $p_1 = \omega_1 t - k_1 z$ — фаза электромагнитной волны сигнала;

$p_2 = \omega_2 t + k_2 z$ — фаза электромагнитной волны накачки;

$p_3 = \omega_3 t - k_3 z$ — фаза волны ВПЗ.

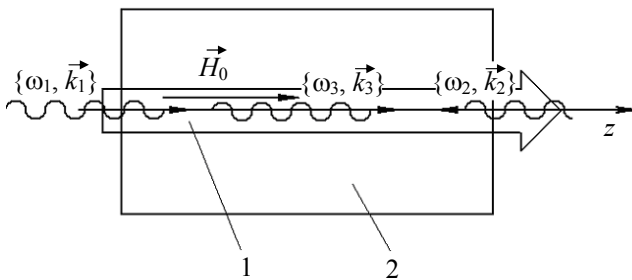


Рис. 1. Схема плазменно-пучкового супергетеродинного ЛСЭ

При этом параметры системы выбираем таким образом, чтобы волна ВПЗ $\{\omega_3, \vec{k}_3\}$ имела максимальный инкремент нарастания вследствие плазменно-пучковой неустойчивости.

Особенностью исследуемого ППСЛСЭ, как известно, является то, что здесь реализуется эффект супергетеродинного усиления [1, 5]. Сущность его состоит в использовании дополнительного механизма усиления одной из трех волн, которые принимают участие в параметрическом резонансе. В данном случае в качестве дополнительного механизма усиления выступает эффект усиления волны пространственного заряда за счет плазма-пучковой неустойчивости. Роль самого трехволнового параметрического резонанса в исследуемом приборе сводится лишь к переносу дополнительного усиления с ВПЗ на электромагнитную волну сигнала $\{\omega_1, \vec{k}_1\}$.

Еще одной особенностью исследуемой системы является то, что в качестве волны накачки используется замедленная электромагнитная волна, закон дисперсии которой имеет вид [4]

$$k_2 = \frac{\omega_2}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_2(\omega_2 - \omega_H)}} \approx \frac{\omega_2}{c} \cdot N_2, \quad (2)$$

где c — скорость света;

ω_H — циклотронная частота;

$N_2 = \omega_p / \sqrt{\omega_2 \omega_H}$ — коэффициент

замедления.

Параметры системы выбираем таким образом, чтобы $N_2 \gg 1$. Благодаря этому в данном приборе появляется возможность усиливать электромагнитный сигнал, частота которого намного больше частоты накачки [1]

$$\omega_1 = \omega_2(1 + N_2 \cdot \beta)/(1 - \beta), \quad (3)$$

где $\beta = v_{bz}/c$ — отношение скорости электронного пучка к скорости света.

Используя релятивистские пучки ($1 - \beta \ll 1$), мы также можем дополнительно увеличить частоту усиливаемой электромагнитной волны.

Уравнения для амплитуд поля

В качестве исходных используем релятивистское квазигидродинамическое уравнение [6], уравнение непрерывности и уравнения Максвелла. Для решения задачи движения и нахождения концентрации электронов пучка и плазмы используем методы теории иерархических колебаний и волн [6]. Для решения задачи о возбуждении электромагнитных полей применим метод медленно меняющихся амплитуд.

Будем считать, что волны электромагнитного сигнала, продольная электронная и электромагнитная накачки имеют мультигармоническую природу. Тогда электрические \vec{E} и магнитные \vec{B} компоненты полей в исследуемой системе будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \sum_{m=1}^N \left[(E_{1x,m} \vec{e}_x + E_{1y,m} \vec{e}_y) e^{imp_1} + \text{к.с.} \right]; \\ \vec{B}_1 &= \sum_{m=1}^N \left[(B_{1x,m} \vec{e}_x + B_{1y,m} \vec{e}_y) e^{imp_1} + \text{к.с.} \right]; \\ \vec{E}_2 &= \sum_{m=1}^N \left[(E_{2x,m} \vec{e}_x + E_{2y,m} \vec{e}_y) e^{imp_2} + \text{к.с.} \right]; \\ \vec{B}_2 &= \sum_{m=1}^N \left[(B_{2x,m} \vec{e}_x + B_{2y,m} \vec{e}_y) e^{imp_2} + \text{к.с.} \right]; \\ \vec{E}_3 &= \sum_{m=1}^N \left[E_{3z,m} e^{imp_3} + \text{к.с.} \right] \vec{e}_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где N — число гармоник, которые учитываем при решении задачи;

m — здесь и далее номер соответствующей гармоники.

Заметим, что закон дисперсии для электронной волны ВПЗ $\{\omega_3, \vec{k}_3\}$, которая нарастает благодаря плазменно-пучковой неустойчивости, является квазилинейным. Поэтому в этой системе также может реализовываться параметрический резонанс между гармониками волны ВПЗ. Кроме того, электромагнитная волна накачки, которая вводится извне, может также иметь мультигармоническую природу. Именно поэтому поля в общем случае выбираем в виде (1).

В результате проведения стандартной процедуры асимптотического интегрирования [6] получаем для амплитуд гармоник напряженности электрического поля электромагнитной $\{\omega_1, \vec{k}_1\}$ и электронной ВПЗ $\{\omega_3, \vec{k}_3\}$ волн систему дифференциальных уравнений в кубическом приближении, т. е.:

$$\begin{aligned} K_{2,m} \frac{\partial^2 E_{1x,m}}{\partial t^2} + K_{1,m} \frac{\partial E_{1x,m}}{\partial t} + D_{1,m} E_{1x,m} &= \\ &= K_{3,m} E_{3z,m} E_{2x,m} + FX_{1,m}; \\ K_{2,m} \frac{\partial^2 E_{1y,m}}{\partial t^2} + K_{1,m} \frac{\partial E_{1y,m}}{\partial t} + D_{1,m} E_{1y,m} &= \\ &= K_{3,m} E_{3z,m} E_{2y,m} + FY_{1,m}; \\ C_{2,m} \frac{\partial^2 E_{3z,m}}{\partial t^2} + C_{1,m} \frac{\partial E_{3z,m}}{\partial t} + D_{3,m} E_{3z,m} &= \\ &= C_{3,m} E_{1x,m} E_{2x,m}^* + FZ_{3,m}. \end{aligned} \quad (2)$$

В уравнениях (2) обозначено:

$$D_{1,m} = \frac{im}{c\omega_1} \left(k_1^2 c^2 - \omega_1^2 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2 \Omega_{1,\alpha} (m\Omega_{1,\alpha} + \eta_1 \omega_{H,\alpha})}{m\bar{\gamma}_{\alpha} ((m\Omega_{1,\alpha})^2 - (\omega_{H,\alpha})^2)} \right)$$

— дисперсионная функция электромагнитной волны сигнала;

$$\begin{aligned} K_{1,m} &= \frac{\partial D_{1,m}}{\partial(im\omega_1)} = -\frac{c^2 k_1^2 + \omega_1^2}{\omega_1^2 c} + \\ &+ \sum_{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2 (-\Omega_{1,\alpha} \omega_1 + (\Omega_{1,\alpha} - \omega_{H,\alpha} \eta_1 / m) \bar{v}_{z,\alpha} k_1)}{\omega_1^2 c \bar{\gamma}_{\alpha} (m\Omega_{1,\alpha} - \omega_{H,\alpha} \eta_1)^2}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K_{2,m} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{1,m}}{\partial(im\omega_1)^2} = \frac{ck_1^2}{im\omega_1^3} + \sum_{\alpha} \frac{b,p}{\alpha} \times \\ &\times \frac{\omega_{\alpha}^2 (\Omega_{1,\alpha} \omega_1^2 - (\Omega_{1,\alpha} - \omega_{H,\alpha} \eta_1 / m) \bar{v}_{z,\alpha} k_1 (\omega_1 + \Omega_{1,\alpha} - \omega_{H,\alpha} \eta_1 / m))}{i\omega_1^3 c \bar{\gamma}_{\alpha} (m\Omega_{1,\alpha} - \omega_{H,\alpha} \eta_1)^3}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K_{3,m} &= \sum_{\alpha} \frac{b,p}{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2}{c \bar{\gamma}_{\alpha}^2} \frac{e}{m_e} \times \\ &\times \left[\frac{\Omega_{2,\alpha} k_3}{\bar{\gamma}_{\alpha}^2 m \Omega_{3,\alpha}^2 \omega_2 (\omega_{H,\alpha} \eta_2 - m\Omega_{2,\alpha})} + \frac{(\omega_{H,\alpha} \eta_2 + m\Omega_{1,\alpha})}{(\omega_{H,\alpha})^2 - (m\Omega_{1,\alpha})^2} \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{(-1)}{m\Omega_{3,\alpha}} \left(\frac{\bar{v}_{z,\alpha}}{c^2} \frac{\Omega_{2,\alpha}}{\omega_2} - \frac{k_2}{\bar{\gamma}_{\alpha}^2 \omega_2} \right) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{\Omega_{2,\alpha} (\bar{v}_{z,\alpha} (m\Omega_{3,\alpha} + \omega_{H,\alpha} \eta_2) + mk_2 c^2 / \bar{\gamma}_{\alpha}^2)}{\omega_2 c^2 m \Omega_{3,\alpha} (\omega_{H,\alpha} \eta_2 - m\Omega_{2,\alpha})} \right) \right]; \\ D_{3,m} &= \frac{-im\omega_3}{c} \left(1 + \sum_{\alpha} \frac{b,p}{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2}{\Omega_{3,\alpha}^2 (im)^2 \bar{\gamma}_{\alpha}^3} \right) - \end{aligned}$$

дисперсионная функция электронной волны ВПЗ;

$$C_{1,m} = \frac{\partial D_{3,m}}{\partial(im\omega_3)} = -\frac{1}{c} + \sum_{\alpha} \frac{b,p}{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2 (1 + 2k_3 \bar{v}_{z,\alpha} / \Omega_{3,\alpha})}{c \bar{\gamma}_{\alpha}^3 (im\Omega_{3,\alpha})^2};$$

$$C_{2,m} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{3,m}}{\partial(im\omega_3)^2} = -\sum_{\alpha} \frac{b,p}{\alpha} \frac{\omega_{\alpha}^2 (1 + 3k_3 \bar{v}_{z,\alpha} / \Omega_{3,\alpha})}{c \bar{\gamma}_{\alpha}^3 (im\Omega_{3,\alpha})^3};$$

$$C_{3,m} = \sum_{\alpha} \frac{b,p}{\alpha} \frac{e}{m_e c^3} \frac{\omega_{\alpha}^2 \omega_3 (1 + \eta_1 \eta_2)}{m \Omega_{3,\alpha}^2 \bar{\gamma}_{\alpha}^2 \omega_2 \omega_1} \times$$

$$\times \left[\frac{\Omega_{1,\alpha} (-c^2 k_2 - \omega_2 \bar{v}_{z,\alpha})}{(\omega_{H,\alpha} \eta_1 - m\Omega_{1,\alpha})} - \frac{\Omega_{2,\alpha} (c^2 k_1 - \omega_1 \bar{v}_{z,\alpha})}{(\omega_{H,\alpha} \eta_2 - m\Omega_{2,\alpha})} \right];$$

$$FX_{1,m} = FX_{1,m}(\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3);$$

$$FY_{1,m} = FY_{1,m}(\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3);$$

$$FZ_{1,m} = FZ_{1,m}(\vec{E}_1, \vec{E}_2, \vec{E}_3) \quad \text{— функции,}$$

учитывающие кубически-нелинейные добавки к соответствующим уравнениям и зависящие от гармоник взаимодействующих волн (эти функции в явном виде не записываем из-за их громоздкости);

$\eta_1 = E_{1y,m} / (iE_{1x,m}) = \pm 1$ — знаковая функция, которая характеризует направление вращения вектора напряженности электрического поля циркулярно поляризованной волны сигнала;

$\eta_2 = E_{2y,m} / (iE_{2x,m}) = \pm 1$ — знаковая функция, которая характеризует направление вращения вектора напряженности электрического поля циркулярно поляризованной волны накачки;

c — скорость света;

e — заряд электрона;

m_e — масса электрона;

b — индекс, характеризующий параметры пучка;

p — индекс параметра плазмы;

$\bar{v}_{z,b}$ — средняя скорость электронов пучка;

$\bar{v}_{z,p} = 0$ — средняя скорость электронов плазмы;

$$\bar{\gamma}_\alpha = 1 / \sqrt{1 - (\bar{v}_{z,\alpha} / c)^2};$$

$$\Omega_{1,\alpha} = \omega_1 - k_1 \bar{v}_{z,\alpha};$$

$$\Omega_{2,\alpha} = \omega_2 + k_2 \bar{v}_{z,\alpha};$$

$$\Omega_{3,\alpha} = \omega_3 - k_3 \bar{v}_{z,\alpha};$$

$$\omega_{H,\alpha} = eH_0 / (\bar{\gamma}_\alpha m_e c);$$

$$\langle \dots \rangle_{mp3} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\dots \exp(im_p \varphi)) d\varphi.$$

Из уравнений (2) следует, что для данной системы собственными являются циркулярно поляризованные электромагнитные волны. Коэффициенты $K_{3,m}$, $C_{3,m}$ характеризуют параметрически-резонансное взаимодействие волн в исследуемой системе в квадратичном приближении. Из анализа $C_{3,m}$ следует, что для реализации параметрического резонанса в квадратичном приближении необходимо, чтобы электромагнитные волны сигнала и накачки имели одинаковое направление вращения вектора напряженности электрического поля, т. е. вращение вектора напряженности электрического поля обеих волн должно быть направлено или по часовой стрелке, если смотреть вдоль вектора напряженности магнитного поля, ($\eta_1 = +1$, $\eta_2 = +1$), или против часовой стрелки ($\eta_1 = -1$, $\eta_2 = -1$), в противном случае $C_{3,m}$ будет равным нулю.

Этот вывод полностью совпадает с выводами общей теории по отношению к резонансной поляризации [5, 7].

Анализ

Анализ нелинейной динамики волновых процессов в супергетеродинных плазменно-пучковых лазерах на свободных электронах с доплертоновой накачкой, которые описываются системой нелинейных уравнений (2), проводим с использованием стандартных численных методов. Рассматриваем систему, параметры которой представлены ниже.

Параметр	Значение
Ленгмюровская частота, c^{-1} :	
плазмы ω_p	$1,0 \cdot 10^{12}$
пучка ω_b	$2,0 \cdot 10^9$
Значение релятивистского фактора пучка	
$\bar{\gamma}_b$, отн. ед.	2,0
Напряженность продольного магнитного поля H_0 , Э	$2,8 \cdot 10^3$
Амплитуда напряженности первой гармоники электрического поля волны накачки	
$E_{2,1} = \sqrt{ E_{2x,1} ^2 + E_{2y,1} ^2}$, В/м	$5,0 \cdot 10^5$

Параметры ППСЛСЭ подбираем такими, чтобы волна ВПЗ имела максимальный инкремент нарастания за счет плазменно-пучковой неустойчивости. Принимаем, что волновое число первой гармоники волны ВПЗ $k_3 = \omega_p / \bar{v}_b = 38,5 \text{ см}^{-1}$. В этом случае длина волны сигнала в вакууме равна 1,8 мм, длина волны накачки в вакууме — 6,61 см.

Ограничимся изучением модели с монохроматической волной накачки. Расчеты проводим для двух случаев. В первом случае учитываются только первые гармоники взаимодействующих волн, тогда как во втором производится учет десяти гармоник каждой из них.

На рис. 2, а изображена зависимость амплитуды первой гармоники волны сигнала $E_{1,1} = \sqrt{|E_{1x,1}|^2 + |E_{1y,1}|^2}$ от нормированного времени $\tau = (\delta\omega) \cdot t$,

$$\text{где } \delta\omega = \frac{\sqrt{3} \cdot \omega_b^{2/3} \cdot \omega_p^{1/3}}{\sqrt[3]{16} \cdot \bar{\gamma}_b} \text{ —}$$

(3) инкремент нарастания плазменно-пучковой неустойчивости [8]. Кривая 1 получена в результате расчетов, в которых учтено влияние первых десяти гармоник волн, участвующих в нелинейном процессе взаимодействия, кривая 2

— результат расчета, в котором учтено взаимодействие только первых гармоник волн.

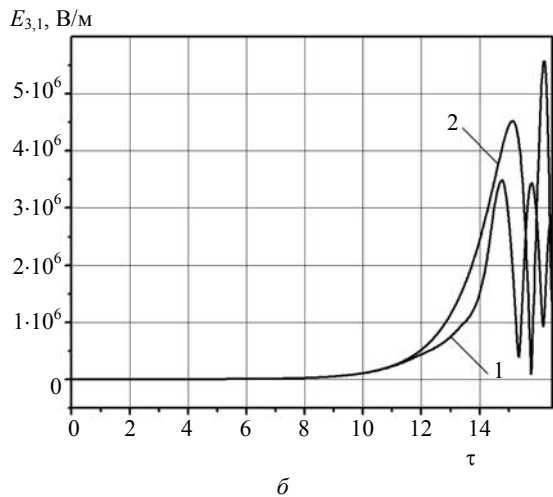
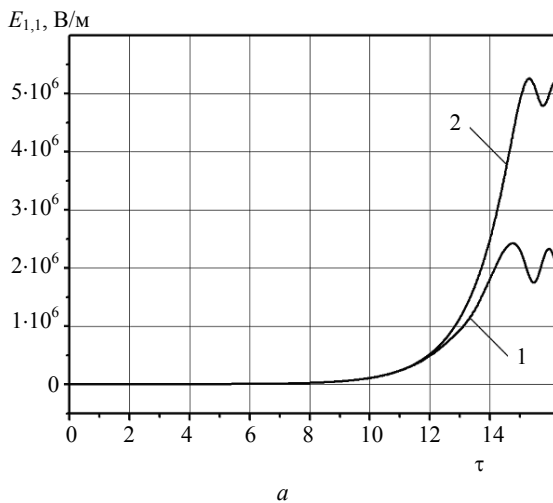


Рис. 2. Зависимость амплитуды первой гармоники:
a — волны сигнала от нормированного времени $\tau = \delta\omega \cdot t$;
б — напряженности электрического поля ВПЗ от нормированного времени $\tau = \delta\omega \cdot t$; 1 — случай, когда в расчетах учитывается только одна гармоника волн сигнала и ВПЗ;
 2 — случай, когда в расчетах учитываются 10 гармоник волн сигнала и ВПЗ

Анализируя уровень насыщения волны сигнала в рамках кубически-нелинейной теории (см. рис. 2, *a* кривая 1), видим, что в исследуемой модели при умеренных требованиях к электронному пучку ($\omega_b = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\bar{\gamma}_b = 2$) можно формировать достаточно интенсивное электромагнитное излучение в миллиметровом диапазоне длин волн.

Таким образом, ППСЛСЭ являются достаточно перспективными для создания нового типа мощных усилителей и генераторов данного диапазона. Из рис. 2, *a* также следует, что на начальной стадии развития процессов инкремент нарастания волны сигнала описывается соотношением, полученным в рамках квадратичного приближения [2]

$$\alpha = \delta\omega \left(1 + \frac{\alpha_{par}^2}{(\delta\omega)^2 (1 + 2C_{2,1}\delta\omega / C_{1,1})} \right) \approx \delta\omega,$$

где $\alpha_{par} = \sqrt{\frac{C_{3,1}K_{3,1}}{2C_{1,1}K_{1,1}} \cdot (|E_{2x,1}|^2 + |E_{2y,1}|^2)}$ — инкремент нарастания, соответствующий параметрическому взаимодействию волн в системе; $\delta\omega$ — описывается формулой (3).

В связи с этим можем утверждать, что кубически-нелинейная теория подтверждает вывод, полученный в рамках квадратичной теории [2] о возможности достижения исключительно высоких инкрементов нарастания волн на квадратичной (слабосигнальной) стадии усиления.

Сравнивая кривые 1 и 2, полученные с учетом (кривая 1) и без учета влияния высших гармоник волн (кривая 2), видим, что влияние высших гармоник волн приводит к уменьшению уровня насыщения более чем в два раза. Последнее свидетельствует о том, что высшие гармоники в нелинейных процессах ППСЛСЭ играют важную роль. Соответственно, учет их влияния в моделях обсуждаемого типа является желательным. Рассмотрим, однако, это влияние более детально.

Как показывают результаты численного анализа, высшие гармоники в спектре волны сигнала практически отсутствуют. Это прежде всего можно объяснить особенностями изучаемой модели, где накачка выбрана строго монохроматической.

Из данного наблюдения следует вывод о том, что в кубически нелинейном приближении процесс супергетеродинной трансформации усиления из продольной ВПЗ в волну сигнала носит монохроматический характер. И это при том, что сама ВПЗ, как показывает анализ, оказывается существенно мультигармоничной. Рис. 2, *б* наглядно проиллюстрирует это, так как здесь представлены зависимости амплитуд первых гармоник напряженности электрического поля ВПЗ $E_{3,1} = |E_{3z,1}|$ от нормированного времени τ . Кривая 1 соответствует случаю, когда в расчетах учитывалось влияние следующих девяти высших гармоник ВПЗ, кривая 2 — когда учитывалась только первая гармоника.

Легко увидеть, что уровень насыщения первой гармоники напряженности электрического поля волны ВПЗ при учете влияния высших гармоник уменьшается на ~25

%. Как уже упоминалось выше, возбуждение столь большого числа высших гармоник ВПЗ в данном случае объясняется тем, что дисперсионная кривая для волны ВПЗ (с которой осуществляется параметрическое взаимодействие волн) является близкой к линейной (рис. 3, пунктирная линия), поэтому между гармониками волны ВПЗ осуществляется достаточно интенсивное параметрически-резонансное взаимодействие. Несмотря на то, что уровень высших гармоник при выбранном сочетании параметров оказывается заметно ниже первой гармоники, их совокупное влияние на нее приводит к снижению ее уровня.

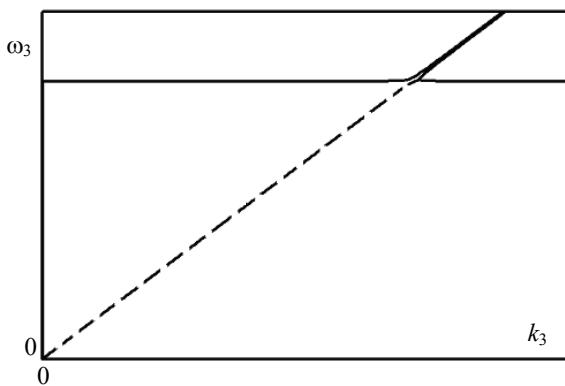


Рис. 3. Дисперсионные кривые для волны ВПЗ:

сплошная линия — дисперсионная кривая для волны ВПЗ, с которой осуществляется параметрическое взаимодействие волн; пунктирная часть кривой соответствует области плазменно-пучковой неустойчивости

Следует сказать, что при изменении соотношения параметров системы возможно существенное повышение уровня высших гармоник. Например, при увеличении плазменной частоты пучка в 10 раз высшие гармоники ВПЗ становятся гораздо интенсивнее и даже соизмеримыми с первой. Более того, возможны ситуации, когда амплитуды высших гармоник оказываются даже выше первой. Эти и некоторые другие, связанные с ними вопросы (например, учет мультигармоничности накачки и сигнала), не являются предметом исследования данной работы и будут изложены в других статьях. Здесь же ограничимся обсуждением лишь модели с достаточно быстропадающим (по номерам гармоник) частотным спектром ВПЗ.

Проведем анализ механизмов насыщения в данной системе. Для этого рассмотрим поведение амплитуды первой гармоники концентрации плазмы $n_{p3,1}$ (рис. 4, кривая 1), нормированной на постоянную составляющую концентрации электронов плазмы, и амплитуды

первой гармоники волны концентрации пучка $n_{b3,1}$ (см. рис. 4, кривая 2), нормированной на постоянную составляющую концентрации электронов пучка от нормированного времени $\tau = \delta\omega \cdot t$.

На начальном этапе наблюдается экспоненциальное нарастание обеих величин, затем происходит их нелинейная стабилизация. При этом амплитуда первой гармоники концентрации плазмы совершает регулярные колебания, которые обусловлены захватом электронов пучка полем плазменной волны. Захват становится возможным, с одной стороны, благодаря снижению скорости пучка электронов до скорости, близкой к фазовой скорости плазменной волны, а с другой — благодаря

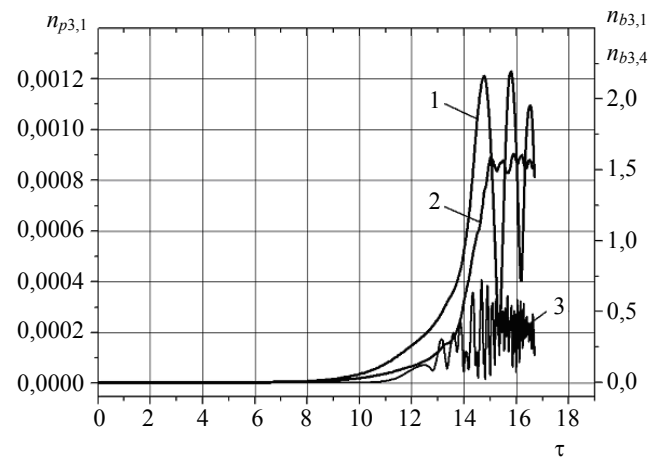


Рис. 4. Зависимость амплитуды первой гармоники концентрации электронов плазмы $n_{p3,1}$ (кривая 1, ось абсцисс слева), нормированной на постоянную составляющую концентрации электронов плазмы, амплитуд первой $n_{b3,1}$ (кривая 2, ось абсцисс справа) и четвертой $n_{b3,4}$ (кривая 3, ось абсцисс справа) гармоник волны концентрации пучка, нормированных на постоянную составляющую концентрации электронов пучка от нормированного времени $\tau = \delta\omega \cdot t$

существенному увеличению 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 ее обратно. Характерная особенность этого процесса — за одно колебание плазменной волны сгустки дважды сталкиваются с краями квазипотенциальной ямы. Это приводит к тому, что осцилляции амплитуды $n_{b3,1}$ происходят вдвое чаще осцилляций амплитуды плазменной волны $n_{p3,1}$ (см. рис. 4, кривые 1 и 2). При этом

уровень модуляции электронного пучка оказывается приблизительно равным единице. Таким образом, в данном случае имеет место полная модуляция пучка.

Анализируя поведение высших гармоник, можно прийти к выводу, что в данной системе, помимо процессов типа захвата, реализуются также процессы типа нелинейного сдвига частоты [5, 8]. Так, кривая 3 (см. рис. 4) представляет зависимость амплитуды четвертой гармоники волны концентрации пучка $n_{b3,4}$, нормированной на постоянную составляющую концентрации электронов пучка от нормированного времени τ . Видим, что здесь процессы насыщения начинаются до начала захвата электронов пучка и связаны с эффектом торможения электронного пучка как целого под действием пондеромоторного потенциала. Последнее, в конце-концов, приводит к захвату электронов в ямах потенциального рельефа. Интересно отметить, что в отличие от "обычных" (параметрических) ЛСЭ, здесь главный вклад в формирование потенциального рельефа вносят плазменные волны плазменно-пучковой неустойчивости как наиболее интенсивные.

Аналогичные исследования "чисто" плазма-пучковых систем [8] показывают, что насыщение плазменно-пучковой неустойчивости обусловлено именно процессами, описанными выше. Поэтому (а также учитывая вышесказанное) можно утверждать, что насыщение усиления в данной модели ППСЛСЭ происходит прежде всего из-за насыщения самой плазменно-пучковой неустойчивости. При этом поведение волны сигнала, как следует из сопоставления соответствующих графиков, полностью определяется динамикой ВПЗ.

Приведена мультигармоническая кубически-нелинейная теория супергетеродинных плазма-пучковых лазеров на свободных электронах с доплертронной накачкой. Учтено влияние высших гармоник волн пространственного заряда, которое играет существенную роль. Анализ уровней и механизмов насыщения показал, что последние связаны с нелинейным сдвигом частоты и захватом плазменной волной электронов пучка. Представлена перспективность использования данных систем для генерации мощного электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн.

Л и т е р а т у р а

1. Коцаренко Н. Я., Кулиш В. В. // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. № 11. С. 2470, 2471.
2. Кулиш В. В., Лисенко О. В., Коваль В. В. // Вісник Сумського держуніверситету: серія фізика, математика, механіка. 2007. Вип. № 2. С. 112—119.
3. Кулиш В. В., Лысенко А. В., Коваль В. В. // В кн. 18-я Междунар. Крымская конф. "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2008). Севастополь, 8—12 сентября 2008 г.: Материалы конференции. — Севастополь: "Вебер", 2008. С. 650, 651.
4. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
5. Kulish V. V. Hierarchical methods. V. II. Undulative electrodynamic systems, Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2002.
6. Kulish V. V. Hierarchical methods: V. I. Hierarchy and Hierarchic Asymptotic Methods in Electrodynamics, Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers, 2002.
7. Kulish V. V. Methods of averaging in nonlinear problem of relativistic electrodynamics. — Tampa, Atlanta: World Federation Published Company, Inc., 1996.
8. Кузев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. — М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2002.

Статья поступила в редакцию 3 февраля 2009 г

The multi-harmonic cubic-nonlinear theory of the plasma-beam superheterodyne free electron laser of Dopplertron type

V. V. Kulish, A. V. Lysenko, V. V. Koval

Sumy State University, Sumy, Ukraine

E-mail: lysenko_@ukr.net

The multi-harmonic cubic-nonlinear theory of the plasma-beam superheterodyne free electron laser (PPSFEL) of Dopplertron type is constructed. Specific of the considered model is that the non-ordinary plasma (retarded) wave is used as a pumping. The multi-harmonious interaction of waves is taken into consideration. The analysis of the levels and mechanisms of saturation is carried out. It is found that the considered version of the PPSFELs is promising for the use as sources of powerful electromagnetic signals in the mm-range.

PACS: 41.60.C