

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ АНСАМБЛЯ ЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В ФАЗОИНВЕРСНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

К.А. Лукин

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова
Национальной академии наук Украины
61085, Харьков, ул. Акад. Проскуры 12, ИРЭ НАНУ, Украина;
E-mail: lukin@ire.kharkov.ua*

Рассмотрено взаимодействие ансамбля линейных осцилляторов с электромагнитным полем высших мод резонаторов, знакопеременным на траекториях колебания частиц. Получено условие неустойчивости в рассматриваемой системе на удвоенной частоте собственных колебаний частиц и исследована мощность энергообмена ансамбля осцилляторов с электромагнитным полем. Проведено численное моделирование динамики рассматриваемой системы и построены зависимости энергии поля ОР от времени при различных значениях параметров.

ВВЕДЕНИЕ

Модель взаимодействия ансамбля классических нелинейных осцилляторов с однородным ВЧ-полем является основой теории самого широкого класса электронных приборов, где используются различные механизмы индуцированного излучения: циклотронный, ондуляторный и др. Независимо от способа сообщения электронам в этих приборах осцилляторного движения основной причиной, приводящей к автофазировке, в результате которой первоначально однородный электронный поток разбивается на когерентно-излучающие сгустки, является неизохронность колебаний электронов-осцилляторов в *статических (удерживающих) полях* системы, т.е. зависимость собственной частоты ω_0 осцилляторов от энергии ε их колебания [1,2]. Причем в случае пространственно-однородного распределения поля частота осцилляций должна быть близкой к частоте одной из собственных мод резонатора, с полем которого происходит эффективное взаимодействие. В то же время общепринято, что ансамбль линейных осцилляторов, не обладающих свойством неизохронности, способен только поглощать энергию поля. Оказывается, что это утверждение справедливо только для случая пространственно-однородных полей. Если же переменное во времени поле является пространственно-неоднородным и знакопеременным на траектории колебаний частиц, то в среднем за период $T = 2\pi / \omega_0$ оно может оказывать на осцилляторы и тормозящее действие [1]. Таким образом, представляет интерес решение задачи о возможной неустойчивости системы *изохронных осцилляторов*, колеблющихся в пространственно-неоднородном и знакопеременном поле. Как будет показано ниже, данная задача сводится к анализу параметрической неустойчивости линейных изохронных осцилляторов под действием внешней нелинейной силы.

В настоящей работе представлены предварительные результаты анализа взаимодействия ансамбля линейных электронных осцилляторов (АЛЭО) с неоднородным электромагнитным полем, обладающим фазоинверсной структурой. Под *фазоинверсной*

структурой поля понимается пространственно неоднородное распределение поля, у которого существуют области с противоположно направленным вектором электрического поля, (т.е. с противоположными фазами). Линию, разделяющую эти области, будем называть линией инверсии фазы. Такие поля формируются в волноводах и волноводных резонаторах, а также в квазиоптических линиях передачи и открытых резонаторах. Электроны осциллируют в потенциальной яме, создаваемой системой электродов таким образом, что при своем движении в течение одного периода ВЧ-колебаний они дважды пересекают линию инверсии фазы поля. При этом линия симметрии стационарного поля совпадает с линией инверсии фазы. Отметим, что интерес к этой задаче был вызван возможностью создания эффективных методов для генерации и усиления высших мод электромагнитных колебаний ОР с помощью линейных электронных осцилляторов, а также тем, что данная неустойчивость может быть использована для разработки новых генераторов в миллиметровом и субмиллиметровом (террагерцовом) диапазонах длин волн.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для определенности в качестве ВЧ-колебательной системы рассмотрим открытый резонатор (ОР) (см. рис.1). Пространственные оси расположим так, чтобы ось Z совпадала с продольной осью симметрии ОР, ось Y совпадала с поперечной осью симметрии ОР. Колебания частиц происходят вдоль оси X . Система электродов, создающих квадратичное распределение электрического потенциала, обеспечивает изохронность осцилляций инжектируемых электронов и не мешает формированию поля в ОР, а также обеспечивает медленный дрейф электронов вдоль оси Z . В дальнейшем мы не будем учитывать эффектов, связанных с действием сил пространственного заряда. Кроме того, ограничимся рассмотрением случая так называемого одномодового приближения, предполагающего близость частоты и структуры рассматриваемого фазоинверсного поля к частоте и структуре поля одной из резо-

нансных мод ОР с компонентами электрического поля

$$\begin{aligned} E_x(x, y, t) &= \operatorname{Re}\{A_r(t) E_r(x, y) e^{-i\omega t}\}, \\ E_y(x, y, t) &= \operatorname{Re}\{A_r(t) E_r(x, y) e^{-i\omega t}\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $A_r(t)$ - медленно меняющаяся амплитуда поля TEM_{10q} моды ОР, а $E_r(x, y)$ - ее пространственная структура в плоскости XZ .

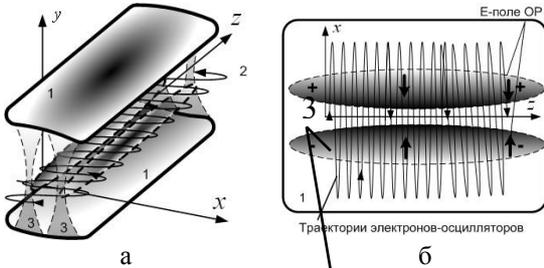


Рис.1. Схематическое изображение квазиоптического генератора, в котором реализуется параметрическая неустойчивость ансамбля линейных электронных осцилляторов: вид сбоку (а); вид сверху (б); 1 – зеркала открытого резонатора; 2 – траектория электронов-осцилляторов; 3 – E-поле TEM_{10q} моды ОР

При изучении особенностей взаимодействия электронов-осцилляторов с электромагнитным полем ОР мы будем пренебрегать действием магнитной составляющей поля, что оправдано в случае малости характерных скоростей частиц относительно скорости света $v/c \ll 1$. Рассмотрим возбуждение моды TEM_{10q} , имеющей одну вариацию поля вдоль оси X . Предположим, что поле вдоль оси Y меняется плавно и не имеет вариаций. В этом случае поперечная составляющая электрического поля такой моды ОР может быть приближенно описана следующим образом:

$$E_x(x, t) = A(t) \psi(x/b) e^{-x^2/b^2} \cos(\omega t), \quad (2)$$

где b - эффективный размер, занимаемый полем TEM_{10q} моды в направлении оси X .

Эволюция медленно-меняющейся амплитуды поля ОР за счет обмена энергией с АЛЭО описывается уравнением для резонансной части моды ОР [2]:

$$\begin{aligned} \frac{dA(t)}{dt} - i(\omega - \omega_r) A(t) = \\ - \frac{h}{2\pi N_r} \int_0^L \int_{-a}^a J(t, x, z) E_r(x, z) e^{i\omega t} d(\omega t) dx dz \end{aligned}, \quad (3)$$

где $\omega_r = \omega \checkmark - i\omega \checkmark\checkmark$ - комплексная собственная частота ОР; $\omega \checkmark\checkmark = \omega \checkmark / 2Q_r$ - коэффициент затухания r -го колебания; Q_r - добротность r -й моды;

$N_r = \frac{h}{4\pi} \int_0^L \int_{-a}^a E_r^2 dx dz$ - норма r -го колебания; h - размер потока электронных осцилляторов вдоль оси

Y ; $J(t)$ - плотность переменного тока, возникающего в АЛЭО под действием внешнего фазоинверсного поля ОР.

Предположим, что электроны инжектируются в ОР под малым углом к оси X , так что за время медленного дрейфа к другому краю ОР электроны успевают совершить большое количество осцилляций в плоскости XZ перпендикулярно линии инверсии фазы поля, т.е. оси Z (см. рис.1). Взаимодействие электронов с полем ОР определяется их осцилляторным движением вдоль оси X относительно линии инверсии фазы поля. Поэтому поле ОР вдоль направления дрейфа электронов можно считать однородным. В этом случае достаточно ограничиться анализом движения электронов вдоль оси X . Соответствующие уравнения движения имеет вид:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = -e/m A(t) \psi(x/b) e^{-x^2/b^2} \cos(\omega t), \quad (4)$$

где $\omega_0 = \sqrt{ek/m}$ - частота осцилляций электронов в электростатическом поле $U(x) = kx^2/2$ относительно оси $x = 0$; e и m - заряд и масса электрона; $k = 2U_0/D^2$, где $2D$ - размер потенциальной электростатической ямы с максимальным потенциалом U_0 .

Важным параметром рассматриваемой системы является амплитуда a колебаний электронов в стационарном поле вдоль оси X , которая определяется начальной энергией электронов осцилляторов $W_0 = mv_0^2/2$, $W_0 \ll eU_0$ и потенциалом U_0 . Максимально возможная амплитуда осцилляций электронов равна D . Она должна превышать характерный размер неоднородности поля ОР, так как при малых амплитудах осцилляций движение электронов будет происходить в ВЧ-поле с линейной зависимостью от координаты x , а, как известно, в этом случае возможна лишь параметрическая накачка колебательной энергии электронов переменным электромагнитным полем. Эти условия соответствуют недипольному режиму излучения электронов, при котором становится существенным размер излучателя по сравнению с характерными размерами поля воздействующего на электроны осциллятора. Таким образом, для изучения неустойчивости АЛЭО в рассматриваемой системе следует обеспечить выполнение следующих условий: $a \ll b \ll D$.

Уравнения (3) и (4), дополненные начальными условиями для амплитуды и фазы поля ОР, а также для начальной энергии и начальных фаз влета электронов относительно ВЧ-поля ОР, описывают процесс взаимодействия (в общем случае нелинейный) электронных осцилляторов с электромагнитным полем ОР. В настоящей работе рассматривается процесс взаимодействия *линейных электронных осцилляторов* с фазоинверсным полем резонатора с тем, чтобы выделить эффект индуцированного излучения линейных осцилляторов, движущихся в фазоинверсном поле. Анализ линейной (по амплитуде поля ОР) стадии энергообмена выполнен аналитически с

использованием функции распределения электронов по скоростям, а изучение переходных процессов с учетом нелинейной стадии насыщения амплитуды поля ОР проведен с помощью численного решения самосогласованной системы уравнений (2)-(3) с необходимыми начальными условиями.

ЛИНЕЙНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН АНСАМБЛЯ ЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ФАЗОИНВЕРСНЫМ НЕОДНОРОДНЫМ ПОЛЕМ ОР

Вначале рассмотрим линейный энергообмен в изучаемой системе, предполагая, что электроны в начальный момент времени равномерно распределены по начальным фазам φ_0 влета электронов относительно ВЧ-поля ОР. Поле ОР возбуждается на частоте ω . Уравнение движения электронов в статическом поле под действием поля ОР будет иметь вид (4), а соответствующие начальные условия удобно записать в виде

$$x(0) = a \cos \varphi_0, \quad v(0) = -a\omega_0 \sin \varphi_0. \quad (5)$$

Для вычисления мощности линейного энергообмена ансамбль невзаимодействующих электронных осцилляторов удобно рассматривать как бесстолкновительную плазму и описывать ее поведение при помощи функции распределения $f(x, v, t)$. Тогда вместо начальных условий (5) следует использовать начальную функцию распределения (с учетом размерного множителя и нормировки):

$$f(x, v, 0) = f_0 = \frac{m\omega_0}{2\pi} \delta(\varepsilon - \varepsilon_0), \quad (6)$$

где $\varepsilon_0 = \omega_0^2 a^2 / 2$ – начальная энергия электрона-осциллятора.

Уравнение движения (4) заменится кинетическим уравнением Власова, в результате решения которого получим функцию $f(x, v, t)$ распределения частиц в фазовом пространстве системы. Зная возмущенную часть $f_1(x, v, t)$ функции распределения, найдем интересующую нас линейную добавку $J_1(x, t)$ к плотности тока по формуле

$$J_1(t, x, z) = e \int_{-l}^l f_1(x, z, v, t) v dv. \quad (7)$$

Величину мгновенной мощности, выделяемой или поглощаемой АЛЭО во всем пространстве взаимодействия в линейном по амплитуде поля приближении, вычисляем по формуле

$$W(t) = - \int_{0-a}^L \int_{-a}^a J_1(t, x, z) E(x, z, t) dx dz, \quad (8)$$

где $E(x, z, t) = A(t) E_s(x, z) \cos(\omega t)$ – действующее на электрон внешнее фазоинверсное поле.

Соответствующее кинетическое уравнение для линейной поправки функции распределения с учетом (3) запишется в виде

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{e}{m} E(x, t) \frac{\partial f_0}{\partial v} - \omega_0^2 x \frac{\partial f_1}{\partial v} = 0, \quad (9)$$

которое решаем методом интегрирования по траекториям [3]. Для этого введем новые переменные a, φ_0, t согласно соотношениям:

$$x = a \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad v = -a\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (10)$$

При таком выборе новых переменных уравнение (9) несколько упрощается:

$$\frac{\partial f_1(a, \varphi_0, t)}{\partial t} = \mu(t) \delta^2 \omega_0 \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \sin(2\omega_0 t + 2\varphi_0) \Gamma e^{-\delta^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0)} \cos(\omega t), \quad (11)$$

где $\mu(t) = A(t)b/U_0$ – нормированная амплитуда силы, действующей на частицу со стороны внешнего поля; $\varepsilon = mv^2/eU_0$ – нормированная осцилляторная энергия электрона; $\delta^2 = a^2/2b^2$ – нормированная амплитуда осцилляций электронов. При анализе линейного энергообмена в системе полагаем, что $\mu \ll 1$. При переходе от (9) к (11) были учтены формулы (10) и следующие соотношения:

$$\frac{\partial f_0}{\partial v} = m \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} v \quad \text{и} \quad \frac{\partial f_1}{\partial(\omega_0 t)} \Big|_{a, \varphi_0} = \frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial x} - \omega_0^2 x.$$

При интегрировании уравнения (11) будем считать, что внешнее поле экспоненциально нарастает во времени с инкрементом γ и включается при $t_0 \rightarrow -\Gamma$, причем его начальное значение пренебрежимо мало по сравнению с $f_1(a, \varphi_0, t)$ [3]. В этом случае решение уравнения (11) имеет вид:

$$f_1(a, \varphi_0, t) = \mu(t) \delta^2 \omega_0 \int_{-\Gamma}^t \sin(2\omega_0 t + 2\varphi_0) \Gamma e^{-\delta^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0)} (e^{\gamma t} \cos \omega t) dt. \quad (12)$$

Введем обозначения $\zeta = \delta^2$; $\vartheta = 2(\omega_0 t + \varphi_0)$ и воспользуемся разложением

$$e^{\zeta \sin^2 \vartheta - \frac{\pi}{2} \zeta} = I_0(\zeta) + 2 \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k I_{2k+1}(\zeta) \sin[(2k+1)(\vartheta - \frac{\pi}{2})] + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k I_{2k}(\zeta) \cos 2k(\vartheta - \frac{\pi}{2}), \quad (13)$$

где $I_k(\zeta)$ – модифицированная функция Бесселя k -го порядка.

В результате подстановки (13) в (12) и выполнения интегрирования можно убедиться, что отличный от нуля результат дают лишь слагаемые с частотами $\omega = 2n\omega_0$. Для определенности ограничимся анализом функции $f_1(a, \varphi_0, t)$ только вблизи главного резонанса $\omega = 2\omega_0$, пренебрегая нерезонансными слагаемыми. В этом случае выражение для линейной поправки функции распределения $f_1(a, \varphi_0, t)$ будет иметь вид

$$f_1(a, \varphi_0, t) = \mu_0 \delta^2 \omega_0 \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} e^{-\zeta} I_1(\zeta) e^{\gamma t}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\omega - 2\omega_0}{(\omega - 2\omega_0)^2 + \gamma^2} [\cos \vartheta \cos \omega t - \sin \vartheta \sin \omega t]$$

$$+ \frac{\gamma}{(\omega - 2\omega_0)^2 + \gamma^2} [\sin \vartheta \cos \omega t + \cos \vartheta \sin \omega t] \Big|_0^{\hbar} \quad (14)$$

Ввиду симметричности пределов интегрирования в (7) результат интегрирования будет зависеть от четности подынтегральной функции. Поэтому в выражении (14), которое подставляется в (7), слагаемые, пропорциональные $\cos(\vartheta)$, будут давать нулевой вклад в мощность энергообмена и их можно не учитывать. Из оставшихся слагаемых следует также отбросить члены, пропорциональные $\sin \omega t$, так как они дадут нулевой вклад при усреднении мощности энергообмена по ВЧ-периоду поля. Упростив таким образом (14), мы приходим к следующему выражению

$$f_1(a, \vartheta_0, t) = \mu_0 \delta^2 \omega_0 \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} e^{-\zeta} I_1(\zeta) \frac{\gamma e^{\gamma t} \cos \omega t}{(\omega - 2\omega_0)^2 + \gamma^2} \sin(\vartheta) \quad (15)$$

Переходя в (15) к переменным x, v, t и подставляя в (7), а полученный результат – в интеграл мощности (8), и производя интегрирование по переменной x , получим следующее выражение для мгновенной мощности энергообмена

$$W(t) = \frac{1}{2} \mu_0 \delta^2 \omega_0 e^{-2\zeta} I_1(\zeta) \ddot{I}_1(\zeta) - I\ddot{Y}(\zeta) \frac{\gamma e^{2\gamma t} \cos^2 \omega t}{(\omega - 2\omega_0)^2 + \gamma^2} \quad (16)$$

Отсюда видно, что знак мощности энергообмена в рассматриваемой системе зависит от значения аргумента $\zeta = a^2/2b^2$ модифицированной функции Бесселя $I_1(\zeta)$.

Найдем выражение для мощности взаимодействия в пределе $\gamma \rightarrow 0$, что соответствует случаю постоянной амплитуды фазоинверсного поля на интервале времени пролета осцилляторов через ОР. Учитывая соотношение

$$\frac{\gamma e^{2\gamma t}}{(\omega - 2\omega_0)^2 + \gamma^2} = \pi \delta(\omega - 2\omega_0)$$

и выполняя усреднение по периоду ВЧ-колебаний, получаем выражение для мощности взаимодействия в рассматриваемой системе

$$\bar{W}(\zeta) = \frac{\pi^2}{4} \mu_0 \delta^2 \omega_0 e^{-2\zeta} I_1(\zeta) \ddot{I}_1(\zeta) - I\ddot{Y}(\zeta) \delta(\omega - 2\omega_0) \quad (17)$$

Наличие дельта-функции от расстройки частот в (17) означает, что энергообмен между АЛЭО и фазоинверсным полем ОР может происходить только на резонансной частоте, что является следствием используемых приближений при вычислении функции распределения (15).

Для случая малых осцилляций электронов $a/b \ll 1$ из (17) получаем выражение, совпадающее с выражением для мощности энергообмена при линейном параметрическом резонансе, т.е. когда $E(x) \sim x \cos(\omega t)$

$$\bar{W}(t) = -\frac{\pi}{16} \mu_0^2 \delta^2 \omega_0 \delta(\omega - 2\omega_0).$$

Видно, что в этом случае мощность всегда отрицательна. Согласно (8) это соответствует поглощению энергии поля ОР ансамблем электронных осцилляторов.

Для случая больших амплитуд осцилляций электронов $a/b \gg 1$ из (17) следует

$$\bar{W}(t) = \frac{N_0}{8} \delta^2 \omega_0 \mu_0^2 \delta(\omega - 2\omega_0). \quad (18)$$

В этом случае знак мощности всегда отрицательный, что соответствует режиму передачи энергии от АЛЭО полю ОР. На рис.2 показана зависимость мощности линейного энергообмена как функция начальной энергии электронов-осцилляторов.

Рис.2. Нормированная мощность линейного энергообмена АЛЭО с фазоинверсным полем ОР

Видно, что неустойчивость АЛЭО в фазоинверсном поле ОР (т.е. режим передачи энергии электронов полю ОР) наблюдается только в том случае, когда начальная амплитуда осцилляций электронов становится соизмеримой с размером неоднородности поля ОР в направлении оси X , т.е. когда становится существенным недипольный характер излучения. Это хорошо согласуется с выводами работы [1], где мощность линейного энергообмена получена другим способом. При значительном превышении начальной амплитуды осцилляций размера области локализации поля ОР энергообмен остается положительным, но его эффективность значительно уменьшается.

УСТАНОВЛЕНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ

Численное моделирование нелинейного режима энергообмена АЛЭО с фазоинверсным полем выполнено с помощью метода крупных частиц в приближении слабой нестационарности [4], которое основано на предположении о малости изменения амплитуды поля ОР ($\Delta A/A \ll 1$) за время одного пролета $\Delta t = t_f$ электронными осцилляторами через ОР. Это предположение позволяет решать уравнения движения (4) при постоянной амплитуде, а добавку к полю ОР вычислять в масштабе времени пролета t_f . Таким образом, непрерывное изменение амплитуды поля ОР мы заменяем приближенным, ступенчатым изменением. В этом приближении уравнение (3) заменяется следующими приближенными выражениями

$$W_{n+1} = W_n + \Delta W_n; \quad \Delta W_n = \{P_e(A_n) - \gamma_r W_n\} t_e, \quad (19)$$

где $W = \frac{1}{2} N_r |A|^2$ – энергия моды ОР;

$P_e(A_n) = S_0 e \sum_{j=1}^N \dot{x}_j A_n E_r(x_j, t)$ – мощность, передаваемая АЛЭО полю ОР;

$\gamma_r = \omega_r' / 2Q_r$ – затухание поля в ОР, которое определяется его добротностью Q_r . Начальное значение амплитуды поля $A(0) = A_0$

(или энергии $W_0 = \frac{1}{2} N_r |A_0|^2$) выбирается из условия применимости линейного приближения.

При этом электроны каждого слоя равномерно распределены по фазам влета в поле ОР. Уравнения (19) и (4), дополненные соответствующими начальными условиями, образуют самосогласованную систему уравнений, которая использовалась для численного анализа процессов установления автоколебаний в ОР для различных значений параметров системы: I/I_{st} – превышения рабочего тока над стартовым; $t_f = 24\pi / \omega_0 = 12T_0$ – времени пролета электронов через ОР (длины области взаимодействия L), T_0 – период осцилляций электронов; $\delta = a/b$ – нормированной начальной амплитуды колебания (или начальной осцилляторной энергии частиц); $\Delta\omega = \omega - 2\omega_0$ – отстройки частоты резонанса.

Используя выражение (18) для мощности, передаваемой ансамблем электронов полю ОР в линейном режиме, из уравнения (19) нетрудно получить выражение для инкремента α нарастания поля ОР при развитии параметрической неустойчивости:

$$\alpha = \frac{N_0}{8} \delta^2 \omega_0 - \gamma_r.$$

На рис.3 сравнивается установление колебаний в ОР при точном резонансе (кривая 1) и при небольших отстройках (положительной и отрицательной) частоты поля ОР (кривые 2 и 3). Видно, что при точном резонансе обеспечивается наибольший инкремент.

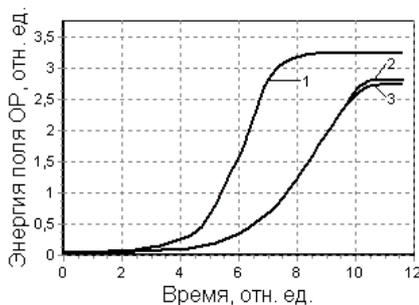


Рис.3. Установление колебаний в открытом резонаторе для различных значений отстройки частоты резонатора и частоты осцилляций электронов

На рис.4 кривые 1, 2 и 3 соответствуют различным временам пролета электронов через ОР: 60, 72 и 90 периодов осцилляций электронов, соответственно, при двукратном превышении рабочего тока над его стартовым значением и начальной амплитуде осцилляций электронов равной ширине поля моды ОР вдоль оси X : $\delta = 1$. Видно, что при выбранных параметрах системы максимум амплитуды автоколебаний наблюдается при более коротких длинах взаимодействия.

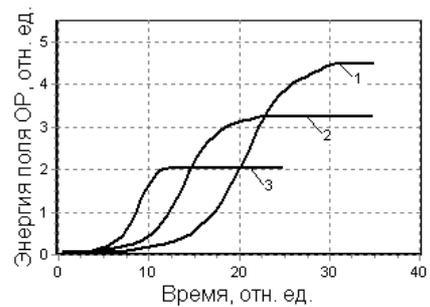


Рис.4. Установление колебаний в открытом резонаторе для различных значений времени пролета электронов через открытый резонатор:

$$1 - 60T_0; 2 - 72T_0 \text{ и } 3 - 90T_0$$

На рис.5 кривые 1, 2 и 3 соответствуют различным значениям начальной амплитуды осцилляций электронов (начальной энергии осцилляторов) $\delta = 0.9, 1$ и 1.2 , соответственно, для $t_f = 24\pi / \omega_0 = 12T_0$, $\Delta\omega = 0$, $I/I_{st} = 5$. Видно, что амплитуда стационарных колебаний увеличивается с ростом начальной амплитуды осцилляций электронов. Расчеты показали, что при начальной амплитуде осцилляций электронов $\delta = 0.8$ они поглощают энергию поля ОР, и неустойчивость не развивается.

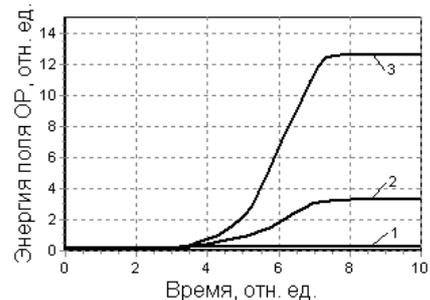


Рис.5. Установление колебаний в открытом резонаторе для начальной амплитуды осцилляций электронов (начальной энергии осцилляторов), через открытый резонатор:

$$1 - a/b = 0.9; 2 - a/b = 1.0 \text{ и } 3 - a/b = 1.2$$

Приведенные результаты свидетельствуют о хорошем соответствии выводов анализа линейного и нелинейного режимов энергообмена в рассматриваемой системе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показано, что резонансное взаимодействие между ансамблем линейных электронных осцилляторов и фазоинверсным полем ОР имеет место на четных гармониках частоты осцилляций электронов в электростатическом потенциале. При выполнении условий этого резонанса и превышении начальной амплитуды осцилляций электронов над характерным размером неоднородности поля ОР в системе возможна параметрическая неустойчивость ансамбля линейных электронных осцилляторов на частоте одной из мод ОР, имеющей инверсию фазы на траектории движения электронов. Эта неустойчивость дает возможность возбудить автоколебания в ОР при превышении энергии, переда-

ваемой электронами полю ОР, над энергией диссипативных потерь. Обнаруженная неустойчивость может быть использована для разработки квазиоптических автогенераторов на основе открытых резонаторов и потоков осциллирующих электронов. Привлекательная особенность такого генератора состоит в отсутствии необходимости применения мелкомасштабных элементов конструкции генератора, таких как периодическая дифракционная решетка (ГДИ, ЛОВ) или зазор резонатора (клизотрон, магнетрон), что отмечалось еще в (1). Следует, однако, заметить, что и в таком генераторе проблема повышения частоты генерируемых колебаний также будет сопряжена с необходимостью локализации возбуждаемого поля в достаточно малом объеме, что в случае ОР будет лимитироваться как особенностями его конструирования, так и дифракционной расходимостью поля. Несмотря на это обстоятельство, предлагаемый механизм представляется перспективным для коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, где упомянутые размеры поля могут быть достаточно малы, а указанную неустойчивость можно реализовать на резонансах более высокого порядка, что позволит снизить нежелательно высокие значения прикладываемого напряжения. Кроме того, следует отметить, что в рассматриваемой системе основной резонанс имеет место на удвоенной частоте осцилляций электронов в фазоинверсном поле, ограниченном на траектории осцилляций электронов, что обуславливает квадрупольный характер излучения. Поскольку квадрупольное излучение имеет двух лучевую диаграмму направленности, то оно хорошо согласовано

с пространственной структурой резонансного поля ОР. Это обстоятельство будет способствовать самовозбуждению автоколебаний.

В заключение отметим, что аналогичная неустойчивость будет наблюдаться и в случае использования электронов, осциллирующих в статическом магнитном поле, когда на траектории кругового движения электронов существует фазоинверсное распределение поля.

Автор выражает признательность Т.Латинской за помощь при вычислении функции распределения, мощности энергообмена и проведение моделирования режимов установления колебаний в ОР, а также С.Лукину и Д.Супруну за помощь в оформлении рисунков в электронном формате.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Гапонов, М.И. Петелин, В.К. Юлпатов. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // *Известия вузов. Радиофизика*. 1967, т.10, с.1414.
2. Л.А. Вайнштейн, В.А. Солнцев. *Лекции по сверхвысокочастотной электронике*. М.: «Сов. Радио», 1973.
3. А.Б. Михайловский. *Теория плазменных неустойчивостей*. Т.1. М.: «Атомиздат», 1975.
4. К.А. Лукин. Нелинейная нестационарная теория ГДИ // *Известия вузов. Радиофизика*. 1979, т.22, №12, с.1514-1522.

PARAMETRIC INSTABILITY OF LINEAR OSCILLATING-ELECTRONS ENSEMBLE IN ELECTROMAGNETIC FIELD WITH PHASE INVERSION

K.A. Lukin

Interaction of linear oscillating-electrons ensemble with an electromagnetic field of higher modes of electromagnetic resonators, having phase alternation along their trajectories is considered. The instability condition is obtained for the considered system at the doubled frequency of particles oscillations in the static electric field, and power of energy interchange between the electron ensemble and the electromagnetic field is investigated. Numerical simulation of the field dynamics in the considered system is carried out, and time dependence of electromagnetic field energy in the open resonator is calculated for various sets of the main parameters.

ПАРАМЕТРИЧНА НЕСТІЙКІСТЬ АНСАМБЛЮ ЛІНІЙНИХ ЕЛЕКТРОННИХ ОСЦИЛЯТОРІВ В ФАЗОІНВЕРСНОМУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ПОЛІ

К.О. Лукин

Розглянуто взаємодію ансамблю лінійних осциляторів з електромагнітним полем вищих мод резонаторів, знакомінним на траєкторіях осциляцій часток. Отримано умову нестійкості в розглянутій системі на подвоєній частоті власних осциляцій часток і досліджена потужність енергообміну ансамблю осциляторів з електромагнітним полем. Проведено числове моделювання динаміки розглянутої системи і побудовані залежності енергії поля відкритого резонатора від часу при різних значеннях параметрів.