

Особенности генерации высокочастотных колебаний ударной электромагнитной волной при ее синхронизме с обратной волной

© А.М. Белянцев, А.Б. Козырев

Институт физики микроструктур РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 7 апреля 1999 г.)

Рассмотрен интересный вариант формирования радиоимпульсов из видеоимпульсов при их распространении в нелинейной линии передачи с пространственной дисперсией — синхронизм с обратной волной. Численное моделирование показало существенные преимущества этого режима по сравнению со случаем взаимодействия с прямой волной: возможность получения более длинных радиоимпульсов и продвижение в более высокочастотную область.

Введение

В работах [1–3] рассматривалась возможность прямого и эффективного преобразования видеоимпульса в радиоимпульс при его распространении в нелинейных линиях передачи (ЛП) с пространственной дисперсией. В основе этого метода лежит неустойчивость фронта ударной электромагнитной волны (УЭМВ) к синхронной с ним волне ($v_s = v_p(\omega)$, v_s — скорость УЭМВ, $v_p(\omega)$ — фазовая скорость волны). Была исследована эффективность преобразования при синхронизме УЭМВ с прямыми волнами ($v_p \cdot v_g > 0$, $v_g(\omega)$ — групповая скорость, $v_g < v_s$) при различной дисперсии ЛП и высокочастотных потерях. В [2] было показано, что длительность квазистационарного цуга генерируемых колебаний и необходимая для его формирования длина ЛП существенно зависят от выбора "рабочей точки" на дисперсионной характеристике ЛП при насыщенной нелинейности. В частности, при генерации высокочастотных (ВЧ) колебаний на частоте, соответствующей минимуму v_g , где дисперсионное расплывание радиоимпульса минимально, длина ЛП, необходимая для генерации заданного числа колебаний, и их затухание во многом определяются разностью $v_p - v_g$. При синхронизме с прямой волной путем изменения дисперсии ЛП эту разность можно увеличивать, но, как правило, не очень существенно. Ситуация может быть радикально изменена, если v_p и v_g разного знака, т.е. когда синхронизм УЭМВ происходит либо с обратной гармоникой периодической системы, либо с обратной нормальной волной ($v_g \cdot v_p < 0$). Настоящая работа посвящена изучению отличительных особенностей генерации ВЧ колебаний в ЛП с ферритом при синхронизме с обратной волной или обратной пространственной гармоникой по сравнению с синхронизмом с прямой волной. Очевидно, что для каждой конкретной электродинамической системы необходимо отдельное исследование пространственных гармоник или нормальных волн и эффективности их возбуждения бегущим источником — фронтом УЭМВ. Однако основные особенности при синхронизме УЭМВ с обратными гармониками (или волнами) можно выявить

из общих соображений, используя простейшие эквивалентные схемы ЛП с нелинейными элементами на феррите. Проведенный анализ процессов в таких цепях показывает, что при синхронизме УЭМВ с обратными пространственными гармониками (или обратными волнами) возможно продвижение указанного механизма генерации радиоимпульсов в более высокочастотную область, а также получение более длинных радиоимпульсов.

Модель электродинамической системы с прямыми и обратными волнами

Как хорошо известно, обратные волны возможны в сплошных средах с аномальной пространственной дисперсией [4], а также в различных периодических системах и, в частности, в замедляющих электродинамических системах (см. например, [5]). В последних распространяющаяся волна является пространственно модулированной. Такая волна, строго говоря, представляет собой волновую группу, состоящую из пространственных гармоник, амплитуды которых связаны между собой. Гармоники бегут с различными фазовыми скоростями, но с одинаковой групповой скоростью. При этом часть гармоник является прямыми, а часть — обратными. Основная (или нулевая) пространственная гармоника, имеющая по модулю наибольшую фазовую скорость в различных замедляющих системах, может быть как прямой, так и обратной [5]. При длине волны $\lambda \gg d$ (d — период системы) обратная нулевая гармоника является доминирующей в волновой группе [5], и это позволяет в ряде случаев рассматривать волновую группу периодической системы как квазинормальную обратную волну, аналогичную обратной волне в средах с аномальной пространственной дисперсией. Волны с нулевой обратной гармоникой распространяются в замедляющих системах лишь в некоторой высокочастотной полосе, что делает невозможным распространение ударной волны в таких системах (для их возбуждения необходимо, чтобы в системе могли распространяться низкочастотные волны). Однако если такую замедляю-

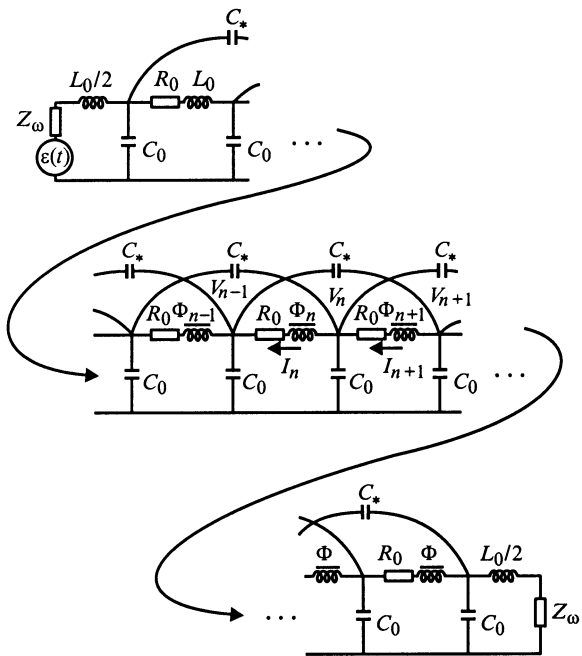


Рис. 1. Эквивалентная схема нелинейной передачи с ферритами типа LC-цепочки с перекрестными связями через одно звено.

шую систему связать с замедляющей системой, имеющей доминирующую прямую нулевую гармонику в волновой группе, распространяющейся и при низких частотах, то в некотором частотном диапазоне в такой электродинамической системе одновременно возможна как прямая, так и обратная квазинормальная волна и становится возможной ситуация, когда УЭМВ может оказаться в синхронизме с обратной волной. Описание такой ситуации может быть сравнительно просто проведено с использованием дискретной эквивалентной цепочки типа приведенной на рис. 1. В силу дискретности в эквивалентной цепочке существуют основные гармоники ($0 \leq \varphi_0 \leq \pi$, $-\pi \leq \varphi_0 \leq 0$), бегущие в $+z$ - и $-z$ -направлении, и набор гармоник $\varphi_n = \varphi_0 \pm 2\pi n$ (φ_n — сдвиг фазы на ячейку или нормированное на период системы d волновое число n -й пространственной гармоники). В отличие от реальной периодической замедляющей системы эти гармоники не образуют волновые группы, так как эквивалентная схема не дает амплитудной связи между ними. Следовательно, каждая гармоника может рассматриваться как нормальная волна системы, распространяющаяся с фазовой $v_p^{(n)}$ и групповой $v_g^{(n)}$ скоростями

$$v_p^{(n)} = d \frac{\omega}{\varphi_n}, \quad v_g^{(n)} = d \frac{\partial \omega}{\partial \varphi_n} = d \frac{\partial \omega}{\partial \varphi_0}. \quad (1)$$

Рассмотрение этой модели позволяет на качественном уровне выявить основные особенности и возбуждения волновой группы замедляющей системы при синхронизме фронта УЭМВ с одной из ее обратных пространственных гармоник. Однако в каждом конкретном случае

замедляющих систем при синхронизме фронта УЭМВ с квазинормальными обратными волнами или обратной пространственной гармоникой волновой группы эффективность возбуждения будет существенно зависеть от связи их полей с токами бегущего источника — фронта УЭМВ.

Особенности стационарной структуры УЭМВ в периодических ЛП

1. Общие замечания о стационарной структуре. Некоторые отличительные особенности генерации ВЧ колебаний в ЛП с ферритом при синхронизме с обратной волной (пространственной гармоникой) и при синхронизме с прямой волной можно выявить исследуя стационарную структуру УЭМВ.

Строго говоря, если ЛП имеет периодическую структуру в продольном направлении z , то переменное поле за фронтом стационарной УЭМВ будет кроме поперечных координат \mathbf{r}_\perp и переменной $\xi = (z - v_s t)/d$, "привязанной" к фронту стационарной УЭМВ, зависеть также и от z . В частности, при синхронизме фронта УЭМВ с n -й пространственной гармоникой ($v_s = \text{Re } d \cdot \omega / \varphi_n(\omega)$) качественная картина переменной составляющей поля за фронтом при насыщении нелинейности имеет вид [6]

$$\mathbf{E}_\sim \sim a_n(\omega) \text{Re} \left[\exp(j\varphi_n \xi) \times \sum_m \mathbf{e}_m(\mathbf{r}_\perp, \omega) \exp\{j(\varphi_m - \varphi_n)z/d\} \right]. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{e}_m(\mathbf{r}_\perp, \omega)$ — электрическое поле m -й пространственной гармоники; $a_n(\omega)$ — коэффициент возбуждения волновой группы, определяемый процессами в области фронта УЭМВ, где существует нелинейность. Из (2) видно, что осцилляции в стационарной волне затухают с удалением от фронта по экспоненциальному закону $\exp(-\varphi_n'' \xi)$ с инкрементом затухания, определяемым мнимой частью волнового числа синхронной с фронтом гармоники ($\varphi_n = \varphi_n' + i\varphi_n''$). Кроме того, поле испытывает пространственную модуляцию с периодом структуры d . Однако если УЭМВ синхронна с доминирующей гармоникой одной из волновых групп (волн) замедляющей системы, то периодичность по z будет несущественна и распределение переменного поля стационарной УЭМВ по ЛП будет определяться в основном постоянной распространения этой гармоники.

При фиксированном $z = z_0$ соотношение (2) представляет собой осциллограмму стационарной УЭМВ, проходящей через данное сечение периодической замедляющей системы. Последняя имеет вид гармонических колебаний с декрементом затухания $-\varphi_n'' v_s / d$, который зависит как от частоты колебаний, так и от скорости УЭМВ. При этом, естественно, все осциллограммы стационарной структуры УЭМВ будут идентичны во всех точках $z = z_0 + nd$.

Очевидно также, что качественно структура стационарной волны при синхронизме с прямой и обратной гармониками будет одинакова, однако по количественным параметрам, таким как инкремент затухания, относительная амплитуда колебаний и др., могут быть существенные различия, которые можно выявить из рассмотрения модельной задачи, используя эквивалентные схемы типа приведенной на рис. 1.

2. Основные уравнения. Нелинейные процессы в LC-цепочке с перекрестными емкостными связями (рис. 1) описываются системой дифференциально-разностных уравнений

$$\frac{d\Phi_n}{dt} = V_{n-1} - V_n - I_n R_0(\omega), \quad \Phi_n = L_0(I_n + 4\pi\eta M_{hm}), \quad (3)$$

$$C_0 \frac{dV_n}{dt} = I_n - I_{n+1} + C_* \frac{d}{dt}(V_{n-2} - 2V_n + V_{n+2}), \quad (4)$$

$$\frac{dM_{hm}}{dt} = -\frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M} (M^2 - M_{hm}^2) H_n(I_n). \quad (5)$$

Здесь Φ_n , I_n , V_n , M_{hm} и $H_n(I_n)$ — соответственно поток индукции, ток, напряжение, величина усредненного вектора намагниченности (он параллелен магнитному полю) и магнитное поле в n -й ячейке нелинейной ЛП; γ — абсолютная величина гиромагнитного отношения; M — намагниченность насыщения ($4\pi M = B_s$); η — коэффициент заполнения линии ферритом; α — коэффициент диссипации; C_0 — емкость элементарной ячейки ЛП; L_0 — индуктивность элементарной ячейки при насыщенной нелинейности; C_* — емкость перекрестной связи. Сопротивление $R_0(\omega)$ учитывает высокочастотные потери в ЛП, связанные с потерями в металлических поверхностях (из-за скин-эффекта), и высокочастотные диэлектрические потери в насыщенном феррите. Его частотную зависимость можно представить в виде

$$R_0 = k_0 \cdot \sqrt{\omega} + \Gamma_0(\omega) \operatorname{tg} \delta(\omega) \quad (6)$$

где $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс диэлектрических потерь в насыщенном феррите; коэффициенты k_0 , $\Gamma_0(\omega)$ определяются конструкцией линии передачи. Частотная зависимость $\Gamma_0(\omega)$ также связана с геометрическими параметрами ЛП и в общем случае записать ее в виде каких-либо заданных функций частоты не представляется возможным. Однако для оценок коэффициент Γ_0 в широком диапазоне частот можно считать константой. Частотная зависимость диэлектрических потерь в феррите в формуле (6) определяется частотной зависимостью тангенса диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$, которая, вообще говоря, различна для разных марок феррита. В дальнейшем мы будем полагать $\operatorname{tg} \delta \sim \omega^2$ (в частности, такая зависимость хорошо описывает изменения $\operatorname{tg} \delta$ в диапазоне 500–1000 МГц для никель-цинковых ферритов).

На рис. 2, *a* представлены дисперсионные характеристики LC-цепочки с перекрестными емкостными связями через одно звено при насыщенном феррите и при

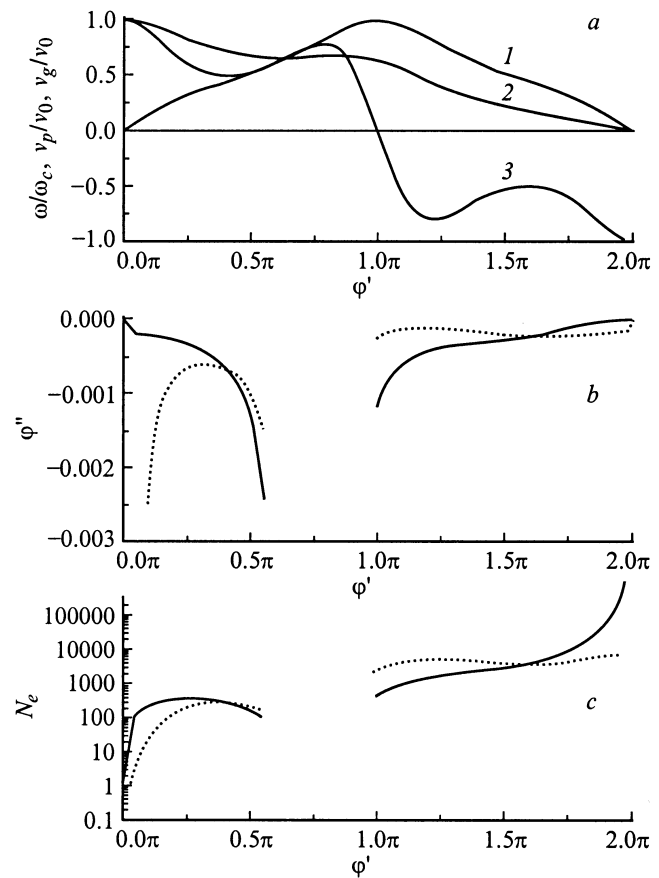


Рис. 2. *a* — дисперсионные характеристики LC-цепочки с перекрестными связями через одно звено при коэффициенте перекрестной связи $\gamma_* = C_*/C_0 = 0.2$; *b* — зависимость мнимой части волнового числа φ'' ; *c* — зависимость длительности генерируемого радиоимпульса N_e от волнового числа φ' ; пунктир — $R_0/Z_0 = 0.000293$, сплошная линия — $R_0 \sim \omega_2$, R_0/Z_0 (500 МГц) = 0.000293.

отсутствию потерь (зависимость относительной частоты ω/ω_c (1), фазовой v_p/v_0 (2) и групповой скорости v_g/v_0 (3) от волнового числа φ') для прямой волны ($0 \leq \varphi_0 \leq \pi$) и для первой пространственной гармоники ($\varphi_1 = 2\pi - \varphi_0$). Здесь $\omega_c = 2/\tau_0$ — критическая частота, $\tau_0 = (L_0 C_0)^{1/2}$ — постоянная времени элементарной ячейки ЛП, $v_0 = d/\tau_0$ — характеристическая скорость. Из этих кривых видно, что синхронизм УЭМВ с обратной гармоникой возможен в области вблизи минимума групповой скорости v_g , но при меньших значениях $v_s = v_p(\omega)$, чем в случае синхронизма с прямой волной.

Как уже отмечалось выше, из общих соображений стационарная структура УЭМВ в случае насыщающейся нелинейности определяется волновыми числами φ . В рассматриваемом случае они могут быть определены путем линеаризации системы уравнений (3)–(5) и перехода в ней к бегущей координате $\xi = (z - v_s t)/d$, привязанной к стационарной УЭМВ. Характеристиче-

ские числа φ полученного линейного дифференциально-разностного уравнения, определяемые соотношением

$$\varphi^2 \frac{v_s^2}{v_0^2} + i\varphi \frac{v_s}{v_0} \frac{R_0}{Z_0} - \frac{4 \sin^2 \varphi / 2}{1 + 4\gamma \cdot \sin^2 \varphi} = 0, \quad (7)$$

и будут искомыми волновыми числами (здесь $\gamma_* = C_*/C_0$, $Z_0 = (L_0/C_0)^{1/2}$). При этом нетрудно показать, что в случае малых потерь $\varphi''/\varphi' \ll 1$ ($\varphi = \varphi' + i\varphi''$) будем иметь

$$\varphi'' \approx \frac{R_0(\omega)/Z_0}{2\varphi'(v_g/v_0 - v_s/v_0)}. \quad (8)$$

3. Расчет параметров стационарной структуры. На рис. 2, *b, c* показана зависимость инкремента затухания φ'' , а также длительность стационарного радиоимпульса (число колебаний в осциллирующей части структуры фронта УЭМВ N_c , на которых амплитуда затухает в e раз) от действительной части волнового числа φ' (или волнового числа в отсутствие потерь) для сопротивления R_0 , не зависящего от частоты (пунктир) и с учетом частотной зависимости сопротивления R_0 , характерной для диэлектрических потерь в феррите ($R_0 \sim \omega^2$) (сплошная линия). В расчетах были использованы типичные для частоты порядка 500 МГц значения сопротивления R_0 .

Отметим, что как для случая прямых, так и обратных волн (в случае частотно независимых потерь) вблизи минимума v_g существует некоторое оптимальное значение волнового числа, которому соответствует максимальная длительность стационарного радиоимпульса. Правда, для обратных волн максимум N_c менее выражен, а при сильной частотной зависимости R_0 от вообще исчезает.

Длительность стационарного радиоимпульса в случае синхронизма с обратной волной (область $\pi < \varphi' < 2\pi$) примерно на порядок больше, чем в случае синхронизма с прямой волной (пространственной гармоникой). В случае частотно зависимых потерь ($R_0 \sim \omega^2$) это справедливо для любой фиксированной частоты в полосе пропускания, а в случае частотно независимых потерь — одновременно во всей полосе пропускания (рис. 2, *b, c*). Поэтому с точки зрения получения протяженного радиоимпульса с высокой частотой заполнения синхронизм с обратной волной более предпочтителен, чем с прямой.

Как нетрудно видеть из формулы (8), уменьшение затухания в случае обратных волн объясняется большей относительной скоростью оттока энергии (групповая скорость $v_g < 0$) от фронта УЭМВ, с одной стороны, и большим значением волнового числа φ' — с другой. Качественно это можно объяснить исходя из аналогии с бегущим источником. В случае обратной волны энергия колебаний очень быстро оттекает от фронта и затухание не успевает сильно сказаться на форме огибающей генерируемого радиоимпульса. Это подтверждается и численными методами исследования нестационарного процесса преобразования видеоимпульса в радиоимпульс при синхронизме фронта УЭМВ с обратной волной (гармоникой) периодической ЛП.

Численное моделирование нестационарных процессов генерации ВЧ колебаний УЭМВ

1. Синхронизм с прямой волной. На рис. 3 представлены результаты численного моделирования — осциллограммы напряжения в различных ячейках ЛП с дисперсией и нелинейностью на ферритах, соответствующие синхронизму с прямой волной. При подаче на вход ЛП видеоимпульса (рис. 3, *a*) очень быстро (за время прохождения передним фронтом видеоимпульса 3–4 ячеек ЛП) формируется фронт УЭМВ. Затем за фронтом начинают возникать колебания. Генерируемые колебания бегут за фронтом УЭМВ, постепенно отставая от него со скоростью, равной разности фазовой и групповой скоростей, а число их увеличивается пропорционально пройденному фронтом УЭМВ пути (рис. 3, *b–d*). При этом длительность видеоимпульса уменьшается. Его энергия идет на генерацию колебаний за фронтом, а также диссипирует на фронте УЭМВ. На нестационарной стадии эволюции, показанной на рис. 3, цуг генерируемых колебаний можно условно разделить на цуг квазистационарных колебаний, затухание которых определяется главным образом мнимой частью волнового числа, т. е. такое же, как в стационарной волне, и спад, где "затухание" колебаний определяется в основном

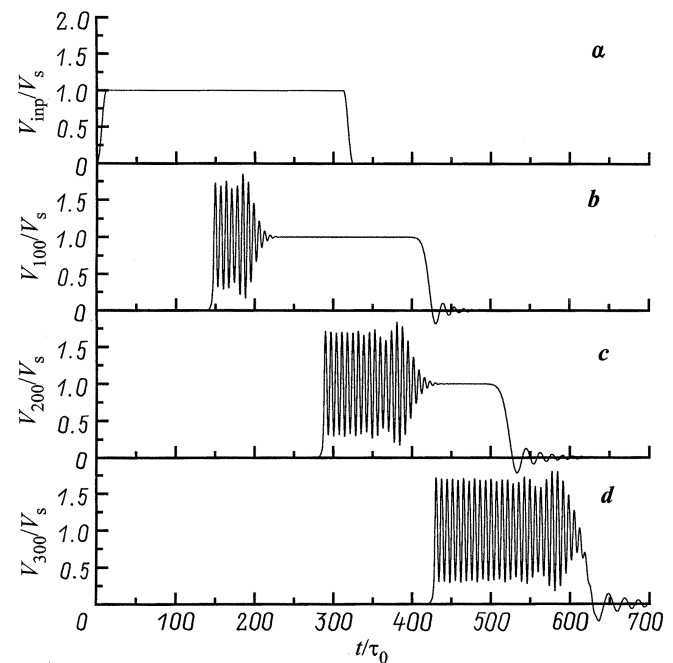


Рис. 3. Осциллограммы входного видеоимпульса (*a*) и напряжения в середине индуктивности в 100 (*b*), 200 (*c*), 300 (*d*) ячейках нелинейной ЛП с ферритами при синхронизме фронта УЭМВ с прямой волной при $\gamma_* = 0.2$, $\tau_0 = 6.4 \cdot 10^{-10}$ с, $\eta = 0.5$, $M = 300$ Ое, $M_0/M = -0.8$ (M_0 — начальное подмагничивание). Дисперсионные характеристики синхронной волны: $\varphi = 1.264$, $\omega/\omega_c 0.45$, $v_p/v_0 = 0.71$, $v_g/v_0 = 0.49$, $Z_w/Z_0 = 0.61$.

локальной дисперсией групповой скорости (заметим, что длительность спада и дисперсионное расплывание генерируемого цуга минимальны, когда рабочая точка соответствует минимуму групповой скорости [2]).

Цуг колебаний можно вывести на согласованную нагрузку Z_ω , равную волновому сопротивлению ВЧ волны ($Z_\omega = \text{Re}(V_\omega/I_\omega)$, V_ω и I_ω — амплитуды напряжения и тока генерируемой ВЧ волны) и включенную на выходе нелинейной ЛП. Длина линии L (количество ячеек), которая необходима для формирования цуга из N колебаний, может быть легко оценена по формуле, полученной по аналогии с бегущим источником излучения [1,2],

$$L(N) = \frac{2\pi v_s N}{(v_s - v_g)\varphi'} \quad (9)$$

2. Синхронизм с обратной волной. Нестационарный процесс генерации ВЧ колебаний УЭМВ при ее синхронизме с обратной волной имеет некоторые особенности. В отличие от случая синхронизма с прямой волной энергия ВЧ колебаний теперь бежит в сторону, противоположную распространению фронта УЭМВ. После формирования фронта УЭМВ энергия генерируемых колебаний очень быстро достигает входа ЛП ($v_g < 0$) и дальнейшие процессы в ЛП будут зависеть от условий на входе. В самом общем случае, когда отсутствует согласование по ВЧ на входе, часть мощности ВЧ колебаний будет поглощаться на входе ЛП, а часть отражаться назад в линию и при $|v_g| > v_s$ претерпевать серию последовательных отражений между входом ЛП и фронтом УЭМВ. При этом при отражении от движущейся границы (фронта УЭМВ) имеет место двойной эффект Доплера, вследствие чего в спектре нестационарной УЭМВ присутствует набор частот, из которых только одна соответствует синхронной волне и присутствует в стационарной структуре УЭМВ. Таким образом, одновременно будут "генерироваться" несколько волн, интенсивность возбуждения которых определяется граничными условиями на стенках возникшего "резонанса" с подвижной правой границей. Заметим, что характер нестационарных процессов при генерации колебаний при синхронизме с прямой волной не зависит от граничного условия на входе нелинейной ЛП. Не вдаваясь в детальное обсуждение нестационарных процессов при отсутствии согласования по ВЧ на входе ЛП, рассмотрим здесь наиболее интересный с точки зрения создания генератора длинных радиоимпульсов с одночастотным заполнением случай, когда вход нелинейной ЛП нагружен на согласованную на частоте синхронной волны нагрузку Z_ω (как показано на рис. 1) и в спектре присутствует только синхронная с фронтом волна.

Численное моделирование нестационарных процессов проведено для частного случая ЛП, содержащей 85 нелинейных ячеек. На рис. 4 представлены осциллограммы в различных ячейках ЛП и на согласованных нагрузках Z_ω , включенных соответственно на ее входе и выходе. Картина нестационарных процессов выглядит следующим

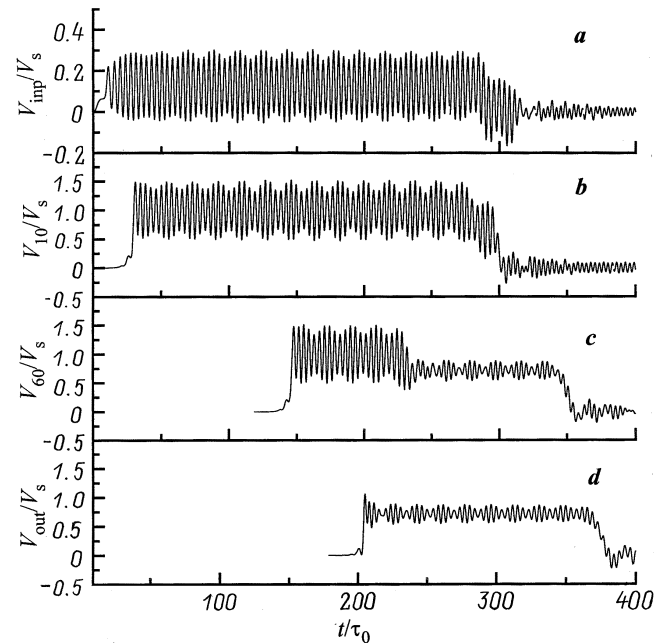


Рис. 4. Осциллограммы напряжения в 10 (b), 69 (c) ячейках нелинейной ЛП с ферритами, а также на нагрузке, включенной на входе (a) и выходе (d) ЛП при синхронизме фронта УЭМВ с обратной волной при тех же параметрах, что и на рис. 3. Дисперсионные характеристики синхронной волны $\varphi = 3.827$, $\omega/\omega_c = 0.82$, $v_p/v_0 = 0.43$, $v_g/v_0 = 0.78$, $Z_\omega/Z_0 = 0.29$.

образом: сформировавшийся в первых ячейках фронт УЭМВ, двигаясь в ЛП, генерирует ВЧ колебания, энергия которых бежит к нагрузке, включенной на входе ЛП, и почти полностью поглощается на ней. Наибольшую длину имеет осциллограмма на нагрузке, включенной на входе ЛП, далее по мере увеличения номера ячейки длительность реализации уменьшается и ВЧ колебания практически полностью отсутствуют на согласованной нагрузке, включенной на выходе ЛП.

В осциллограммах на рис. 4 присутствует также отраженный сигнал, возникающий вследствие рассогласования. Причина рассогласования по ВЧ даже в случае, когда вход линии нагружен на омическое сопротивление, равное волновому сопротивлению ВЧ волны Z_ω , — некомпенсированный реактанс, возникающий при разрыве перекрестных связей.

Как и в случае синхронизма с прямой волной, форма огибающей генерируемого радиоимпульса определяется инкрементом затухания, с одной стороны, и дисперсией в ЛП — с другой. Расплывание заднего фронта радиоимпульса минимально, когда синхронизм соответствует минимуму групповой скорости. Длина линии, необходимая для формирования заданного числа колебаний, в случае синхронизма с обратными волнами может быть также оценена по формуле (9). Она оказывается почти в 30 раз меньше, чем в случае синхронизма с прямыми волнами, вследствие отрицательности групповой скорости и большого значения волнового числа. Как и следовало

ожидать, затухание n -го колебания в осциллограмме напряжения на нагрузке также на порядок меньше, чем затухание аналогичного колебания в случае синхронизма с прямой волной.

3. Глубина модуляции и эффективность генерации. В случае синхронизма как с прямой, так и с обратной волной важной характеристикой генерируемого УЭМВ радиоимпульса, определяющей эффективность генерации, является глубина модуляции, т.е. отношение амплитуды ВЧ колебаний V_ω к амплитуде УЭМВ V_s . В случае синхронизма с обратной волной глубина модуляции в общем оказывается меньше, чем в случае синхронизма с прямой волной (рис. 3, *b, c* и 4, *b, c*).

Глубину модуляции можно также аналитически оценить, используя соотношение

$$\frac{V_\omega^2}{V_s^2} = \frac{Z_\omega^2}{Z_0^2} \frac{1 - v_s^2/v_0^2}{1 - v_g/v_s} \left(1 - \frac{\tau_f}{T}\right). \quad (10)$$

Здесь τ_f — длительность фронта ударной волны в среде без дисперсии, рассчитанная по формуле, приведенной в [7]; T — период синхронной волны. Соотношение (10) получено на основе уравнения баланса потоков мощности [1] в предположении, что средняя мощность потерь на перемагничивание феррита в ЛП с дисперсией, т.е. при длительности фронта порядка периода генерируемых колебаний, равна $P_s \tau_f / T$. Величина глубины модуляции V_ω / V_s определяется двумя основными факторами: дисперсией (а именно скоростью оттока энергии от фронта УЭМВ) и отношением длительности фронта УЭМВ в среде без дисперсии к периоду колебаний синхронной волны в среде с дисперсией τ_f / T . Последнее наряду с высокочастотными потерями ограничивает верхний предел частоты генерации, так как период синхронной волны не может быть меньше, чем длительность фронта УЭМВ в среде без дисперсии.

Зная отношение V_ω / V_s , нетрудно найти и отношение мощности генерируемых ВЧ колебаний $P_\omega = 1/2 \operatorname{Re}(I_\omega / V_\omega^*)$ к мощности УЭМВ $P_s = I_s V_s$ в дискретной ЛП (рис. 1)

$$\frac{P_\omega}{P_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{V_\omega}{V_s}\right)^2 \frac{1}{(Z_\omega/Z_0)^2 v_p/v_0} \times \left\{ \frac{\omega/\omega_c}{\tan \varphi/2} - \frac{4\gamma_* \omega/\omega_c \cdot \sin 2\varphi}{1 + 4\gamma \cdot \sin^2 \varphi} \right\}. \quad (11)$$

Для случая синхронизма с прямой волной (гармоникой) (рис. 3) P_ω / P_s составляет порядка 0.47, а при синхронизме с обратной гармоникой (рис. 4) — порядка 0.27. Однако энергетическая эффективность (отношение средней энергии генерируемого радиоимпульса $P_\omega \cdot N$, где N — число осцилляций в радиоимпульсе, к полной энергии "потерь" видеоимпульса) примерно одинакова как при синхронизме с прямой, так и обратной волны и при сравнимых ω лежит в пределах 70–80%.

Иными словами, существенное снижение потерь в случае генерации ВЧ колебаний можно достичь за счет

ускорения процесса генерации колебаний (за счет меньшей скорости УЭМВ и большей разности между фазовой и групповой скоростями), приводящего к уменьшению влияния накапливающихся со временем потерь. Однако быстрый отток энергии неизбежно ведет к уменьшению глубины модуляции и мощности генерируемой ВЧ волны.

Заключение

Проведенное в настоящей работе исследование особенностей структуры УЭМВ при ее синхронизме с обратными волнами (пространственными гармониками) показало, что режим возбуждения обратной волны в связанных ЛП или волновой группы периодической электродинамической системы имеет ряд преимуществ при генерации протяженных радиоимпульсов, а также с точки зрения продвижения рассматриваемого механизма генерации в область более высоких частот, поскольку затухание колебаний в генерируемом радиоимпульсе и требуемая длина линии оказываются на порядок меньше, чем в случае режима возбуждения прямой волны. Как и в случае синхронизма с прямой волной, при синхронизме с обратной волной частотой заполнения генерируемого радиоимпульса легко управлять, изменяя начальную намагниченность феррита.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-02-18046).

Список литературы

- [1] Белянцев А.М., Дубнев А.И., Климин С.Л. и др. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 8. С. 132–142.
- [2] Белянцев А.М., Козырев А.Б. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 1. С. 89–95.
- [3] Belyantsev A.M., Kozyrev A.B. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1997. Vol. 18. N 6. P. 1169–1186.
- [4] Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1965.
- [5] Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Наука, 1966.
- [6] Фрейдман Г.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т. 6. № 3. С. 536–550.
- [7] Белянцев А.М., Богатырев Ю.К., Соловьева Л.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т. 6. № 3. С. 561–571.