

# ПАССИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД И ФОРМИРОВАНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ С ПРОСВЕТЛЯЮЩИМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

*Н. С. Гинзбург<sup>\*</sup>, Е. Р. Кочаровская, М. Н. Вилков, А. С. Сергеев*

*Институт прикладной физики Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 2016 г.

Проведен анализ механизмов пассивной синхронизации мод и формирования ультракоротких импульсов в электронных СВЧ-генераторах с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи. Показано, что в режиме группового синхронизма, когда поступательная скорость частиц совпадает с групповой скоростью электромагнитной волны, формирование импульсов описывается уравнениями, известными в теории диссипативных солитонов. Вместе с тем, для генерации импульсов с максимальными пиковыми амплитудами оптимальны режимы, в которых поступательная скорость электронов отлична от групповой скорости и формирующийся солитон, смещаясь вдоль электронного потока, последовательно (кумулятивно) отбирает энергию у различных электронных фракций.

DOI: 10.7868/S0044451017010059

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] показана возможность формирования в электронных СВЧ-генераторах с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи периодической последовательности ультракоротких импульсов с пиковой мощностью, существенно превышающей мощность излучения в стационарных режимах. Механизм импульсной генерации аналогичен широко используемому в лазерной физике методу пассивной синхронизации мод [3–5]. Вместе с тем в лазерной физике хорошо известна интерпретация генерируемых в таких условиях изолированных коротких импульсов как диссипативных солитонов, формирование которых обусловлено балансом между процессами усиления, нелинейного поглощения, генерации гармоник и дисперсии групповых скоростей [6–15]. Как известно, диссипативные солитоны представляют собой разновидность эффектов самоорганизации в автоколебательных системах [6, 8, 15].

Цель настоящей работы — демонстрация того, что аналогичные физические механизмы могут быть ответственны за формирование коротких им-

пульсов в электронных генераторах. В работе показано, что динамика импульсной генерации фактически полностью описывается уравнениями, известными в теории диссипативных солитонов, в частном случае, когда поступательная скорость частиц совпадает с групповой скоростью электромагнитной волны (режим группового синхронизма). Вместе с тем с практической точки зрения важное значение имеет специфика электронно-волнового взаимодействия, обусловленная движением активной среды (электронного пучка). В результате для генерации импульсов с максимальными пиковыми амплитудами оптимальны режимы, в которых поступательная скорость электронов отлична от групповой скорости формирующегося короткого микроволнового импульса (солитона). В этом случае микроволновый импульс смещается по электронному потоку и имеет место кумулятивный отбор энергии у различных электронных фракций.

## 2. МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА С ВЫСОКОДОБОТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ И НАСЫЩАЮЩИМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

Для демонстрации аналогии с оптическими диссипативными солитонами рассмотрим модель электронного генератора с высокочастотным резонато-

<sup>\*</sup> E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

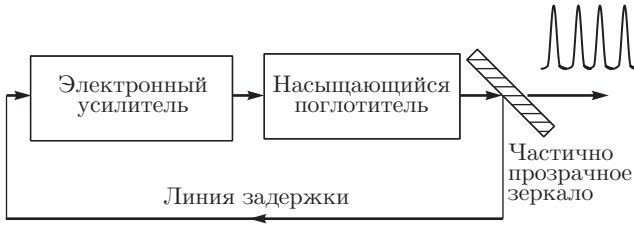


Рис. 1. Принципиальная схема генератора ультракоротких микроволновых импульсов

ром, в котором малы потери в цепи обратной связи и, соответственно, мало усиление волны за один проход. Для исследования динамики предлагаемой системы будем использовать показанную на рис. 1 достаточно общую модель, включающую электронный усилитель, нелинейный поглотитель, частично прозрачное зеркало и линию задержки. При последующем анализе в качестве активного элемента выберем широкий класс электронных усилителей с инерционной группировкой частиц, к числу которых относятся черенковские лампы бегущей волны (ЛБВ), гиросилители (мазеры на циклотронном резонансе — МЦР), лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) с непрерывной электронной инжекцией [16]. При этом в качестве просветляющегося элемента может быть использована секция с дополнительным электронным пучком, для которого условия синхронизма с проходящим излучением соответствуют режиму поглощения.

В перечисленных схемах усиление волны

$$E = \text{Re} [A(z, t) \exp(i\omega t - ih(\omega)z)]$$

на  $n$ -м проходе по цепи обратной связи может быть описано универсальной системой уравнений [16, 17]:

$$\begin{cases} \left[ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial}{\partial t} \right] a_n + i\varepsilon \frac{\partial^2 a_n}{\partial t^2} = kC^3 J, \\ \left[ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||}} \frac{\partial}{\partial t} \right] \theta = k(u + \Delta), \\ \left[ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||}} \frac{\partial}{\partial t} \right] u = k \text{Re}(\alpha_n e^{i\theta}). \end{cases} \quad (1)$$

В случае моноскоростного не имеющего начальной модуляции электронного потока граничные условиям к уравнениям движения имеют вид

$$\theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad u|_{z=0} = 0.$$

В уравнениях (1)  $\alpha_n = \chi\mu e A_n / \omega m c$  — безразмерная медленно меняющаяся амплитуда волны,  $\theta$  — фаза электронов относительно синхронной волны,  $u =$

$= (1 - \gamma/\gamma_0)\mu/C$  — относительные изменения энергии электронов,  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор,  $\gamma_0$  — его начальное значение,

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$$

— амплитуда высокочастотного тока,  $C = (eI_0\chi^2\mu/mc^3\gamma_0N)^{1/3}$  — параметр усиления (параметр Пирса),  $I_0$  — ток пучка,  $\chi$  — коэффициент связи электронов с волной,  $\mu$  — параметр инерционной группировки электронов [16],  $N$  — норма рабочей моды,  $V_{||}$  — поступательная скорость электронов,  $V_{gr} = d\omega/dh$  — групповая скорость волны,  $\varepsilon = d^2h/d\omega^2$  — параметр дисперсии,  $\Delta$  — начальная расстройка электронно-волнового синхронизма,  $k = \omega/c$ . При записи самосогласованной системы уравнений (1) предполагалось, что относительное изменение энергии электронов мало,  $|1 - \gamma/\gamma_0| \ll 1$ , что фактически позволяет описать в универсальном виде процесс электронно-волнового взаимодействия в перечисленных выше системах, основанных на различных механизмах индуцированного излучения (черенковском, циклотронном, ондуляторном и т. д. [16]).

Далее в уравнениях (1) удобно перейти к новым независимым переменным, а именно, продольной координате  $z$  и волновой переменной  $\zeta = t - z/V_{gr}$ , в которых указанные уравнения принимают вид

$$\frac{\partial a_n}{\partial z} + i\varepsilon \frac{\partial^2 a_n}{\partial \zeta^2} = kC^3 J, \quad (2)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{s}{c} \frac{\partial}{\partial \zeta} \right)^2 \theta = k^2 \text{Re}(a_n e^{i\theta}). \quad (3)$$

Здесь  $s = c/V_{||0} - c/V_{gr}$  — параметр расстройки группового синхронизма (параметр проскальзывания [18, 19]), определяемый групповой скоростью волны и невозмущенной поступательной скоростью частиц. Заметим, что относительно новой переменной  $\zeta$  электромагнитный импульс в отсутствие усиления, потерь и дисперсии распространяется, не меняя формы:  $\partial a_n(\zeta)/\partial z = 0$ .

В переменных  $z, \zeta$  трансформация сигнала в секции поглощения длины  $l_2$  описывается уравнением

$$\frac{\partial a_n}{\partial z} + \sigma a_n + i\varepsilon \frac{\partial^2 a_n}{\partial \zeta^2} = 0, \quad (4)$$

где коэффициент поглощения с учетом насыщения задается в виде

$$\sigma(a_n) = \frac{\sigma_0}{1 + \nu|a_n|^2}. \quad (5)$$

Проинтегрируем уравнения (2) и (4) по продольной координате и учтем, что сигнал проходит по цепи обратной связи с коэффициентом передачи  $R$ . Тогда в предположении, что указанный коэффициент близок к единице и соответственно усиление, поглощение и дисперсионное расплывание за один проход малы, изменение амплитуды волны на соседних проходах описывается следующим уравнением:

$$a_{n+1} - a_n = -(1 - R)a_n - il\varepsilon \frac{\partial^2 a_n}{\partial \zeta^2} - l_2 \sigma(a_n) a_n + C^3 k \int_0^{l_1} J dz. \quad (6)$$

Здесь  $l$  — полная длина цепи обратной связи, которая включает усилитель, поглотитель и линию задержки. Считая, что изменение амплитуды поля за один проход мало,  $|(a_{n+1} - a_n)/a_n| \ll 1$ , можно от уравнения в конечных разностях (6) перейти к дифференциальному уравнению, а от номера прохода  $n$  — к медленному времени  $\tau = nT$ , единица отсчета которого — время прохождения возмущений по цепи обратной связи  $T = l/V_{gr}$  [3, 17]. В результате эволюция поля и движение частиц опишутся самосогласованной системой:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \bar{\tau}} + (1 + \bar{\sigma}(|\alpha|^2)) \alpha + i\bar{\varepsilon} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \xi^2} = \int_0^{L_1} J dZ, \quad (7)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + s \frac{\partial}{\partial \xi} \right)^2 \theta = \text{Re}(\alpha e^{i\theta}), \quad (8)$$

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left( \frac{\partial}{\partial Z} + s \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \theta|_{Z=0} = \Delta. \quad (9)$$

Здесь использованы следующие нормированные переменные:  $Z = kzC/(1 - R)^{1/3}$ ,  $\xi = \zeta\omega C/(1 - R)^{1/3}$ ,  $\alpha = a_n C^{-2}(1 - R)^{2/3}$ ,  $\bar{\sigma}_0 = \sigma_0 l_2/(1 - R)$ ,  $\bar{\nu} = \nu C^4/(1 - R)^{4/3}$ ,  $L_{1,2} = kl_{1,2}C/(1 - R)^{1/3}$  — безразмерные длины секций усиления и поглощения,  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon C^2 l \omega^2/(1 - R)^{5/3}$ ,  $\bar{\tau} = \tau(1 - R)/T$ .

Уравнение (7) должно быть дополнено условием цикличности для поля излучения:

$$\alpha(\xi + \bar{T}, \bar{\tau}) = \alpha(\xi, \bar{\tau}), \quad (10)$$

где  $\bar{T} = \omega TC/(1 - R)^{1/3}$  — безразмерный период прохождения сигнала по цепи обратной связи. Последнее условие позволяет разложить поле в ряд Фурье:

$$\alpha(\xi, \bar{\tau}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m \exp(-ip_m \xi), \quad (11)$$

где  $p_m = 2\pi m/\bar{T}$ , и рассматривать каждую гармонику как моду резонатора с продольным индексом  $m$ . Важно подчеркнуть, что при выводе уравнений (7), (8) предполагалось, что время изменения  $l/V_{gr}(1 - R)$  амплитуды поля в резонаторе, формируемом кольцом обратной связи, существенно превышает время пролета электронов через пространство взаимодействия  $l/V_{\parallel}$ . Это позволяет при заданном профиле поля  $\alpha(\xi)$  численно проинтегрировать уравнения движения (8) с граничными условиями (9) и найти фактор возбуждения  $F(\alpha) = \int_0^{L_1} J dZ$  в правой части уравнения (7) для поля волны. Указанный фактор представляет собой функционал, зависящий от функции  $\alpha(\xi)$ . С учетом этого фактора, а также дисперсии и частичного вывода излучения из резонатора через полупрозрачное зеркало найдется распределение поля в следующий момент времени.

### 3. ФОРМИРОВАНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В РЕЖИМЕ ГРУППОВОГО СИНХРОНИЗМА

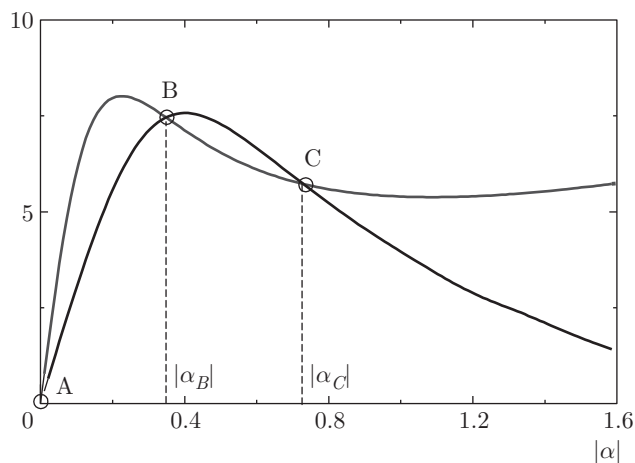
Начнем анализ процессов синхронизации мод и формирования импульсов в режиме точного группового синхронизма, когда поступательная скорость частиц равна групповой скорости волны ( $s = 0$ ). В этом случае уравнения (7), (8) сводятся к виду

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \bar{\tau}} + (1 + \bar{\sigma}(|\alpha|^2)) \alpha + i\bar{\varepsilon} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \xi^2} = \frac{\alpha}{|\alpha|} F(|\alpha|), \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \text{Re}(|\alpha| e^{i\theta}). \quad (13)$$

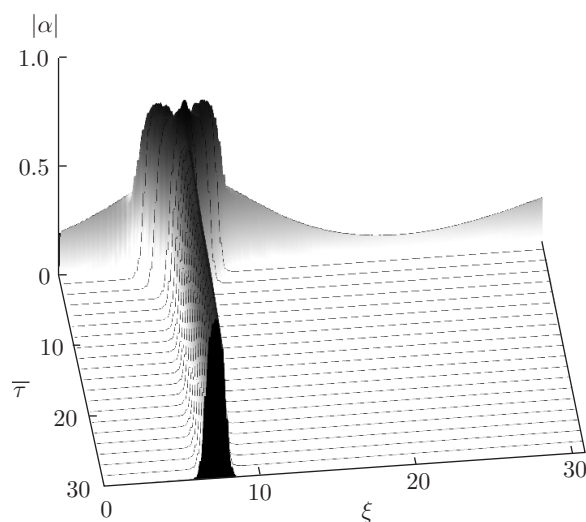
В исследуемых условиях фактор электронного возбуждения зависит только от амплитуды поля на заданной характеристике  $\xi = \text{const}$ , т. е. функционал  $F(\alpha(\xi))$  сводится к функции  $F(|\alpha|)$  и, как показано ниже, определяется группировкой электронов, движение которых также происходит вдоль указанной характеристики. Фактически в режиме группового синхронизма электронная нелинейность имеет локальный (по переменной  $\xi$ ) характер, т. е. различные фрагменты формирующегося электромагнитного импульса усиливаются независимо друг от друга, а их взаимное влияние обусловлено только дисперсионным расплыванием.

Зависимость действительной части фактора возбуждения  $\text{Re}(F(|\alpha|))$  от модуля амплитуды поля, найденная интегрированием уравнения (13) с граничными условиями (9), для отстройки  $\Delta L = -3$ , соответствующей центру полосы линейного усиления, показана на рис. 2. Эта функция является ана-



**Рис. 2.** Зависимости коэффициента поглощения  $\bar{\sigma}(|\alpha|)$  (серая линия) и фактора возбуждения резонатора электронным пучком  $F(|\alpha|)$  (черная линия) от амплитуды поля  $|\alpha|$ . Точки А и С — состояния устойчивого, а В — неустойчивого равновесия в режиме одномодовых колебаний

логом коэффициента усиления волн в лазерных системах, а уравнение (12), в котором фактор возбуждения можно считать известной функцией амплитуды поля, аналогично по форме уравнению, описывающему диссипативные солитоны, детально исследованные в работах [6–8, 10]. Как известно, для возникновения последних необходимо выполнение условий бистабильности стационарных решений, т. е. решений, не зависящих от волновой переменной  $\xi$ . Указанное требование выполняется при наличии насыщающегося поглотителя в цепи обратной связи. Как видно на рис. 2, при выбранных параметрах существуют три точки пересечения нагрузочной кривой (серая линия) и кривой, описывающей фактор электронного возбуждения (черная линия). В рамках стационарных решений устойчивыми являются состояния равновесия, обозначенные точками А и С. Точка В, определяющая амплитуду  $|\alpha_B| = 0.34$ , очевидно, соответствует неустойчивому состоянию. Действительно, для этой точки при малом превышении амплитуды поля над равновесным значением  $|\alpha_B|$  потери уменьшаются, а фактор возбуждения возрастает, и амплитуда поля уходит от равновесного уровня в сторону увеличения, к точке С. Аналогичный анализ показывает устойчивость точек равновесия А и С, что свидетельствует о бистабильности системы. При этом точка А соответствует нулевому решению, т. е. отсутствию генерации, а точка С — нетривиальному решению с ненулевой амплитудой  $|\alpha_C| = 0.71$ . Если задать начальное условие в виде одной моды с амплитудой, меньшей  $|\alpha_B|$ , то колебания затухают. Если начальная амплитуда



**Рис. 3.** Формирование диссипативного солитона из случайных начальных шумов в режиме группового синхронизма.  $\bar{\varepsilon} = 0.24$ ,  $L = 4.6$ ,  $\Delta = -0.64$ ,  $\bar{\tau} = 22.5$ ,  $\bar{\sigma}_0 = 30$ ,  $\bar{T} = 30.8$

превышает указанный уровень, то устанавливается стационарная одномодовая генерация с амплитудой, соответствующей точке С. Однако подобное решение неустойчиво, если в начальный момент времени заданы возмущения на других модах с достаточно большой амплитудой. В этом случае формируется локализованная, колоколообразная структура (см. рис. 3), которую согласно [6–10] следует интерпретировать как диссипативный солитон (автосолитон). Как было замечено в работах [7, 8], существование диссипативного солитона связано с возбуждением волн переключения. Две такие волны, распространяющиеся навстречу друг другу, хорошо видны на стадии зарождения солитона (см. рис. 3).

Рисунок 4 иллюстрирует эволюцию формы солитонов при изменении параметра дисперсии  $\bar{\varepsilon}$ . Видно, что по мере увеличения  $\bar{\varepsilon}$  солитон расширяется, но его амплитуда остается неизменной и совпадающей со значением, определяемым состоянием равновесия С.

Следует отметить, что в масштабе медленного времени  $\bar{\tau}$  солитон начинает смещаться по координате  $\xi$ . Как следует из рис. 5, скорость этого смещения определяется величиной параметра дисперсии. Это фактически означает, что скорость пробега солитона по кольцу обратной связи несколько отличается от групповой скорости волны  $V_{gr}$ . Отличие это столь мало, что не оказывает влияния на процесс электронно-волнового взаимодействия на одном проходе. Однако на многих проходах по резонатору  $\Delta n \sim 1/(1 - R)$  этот эффект становится

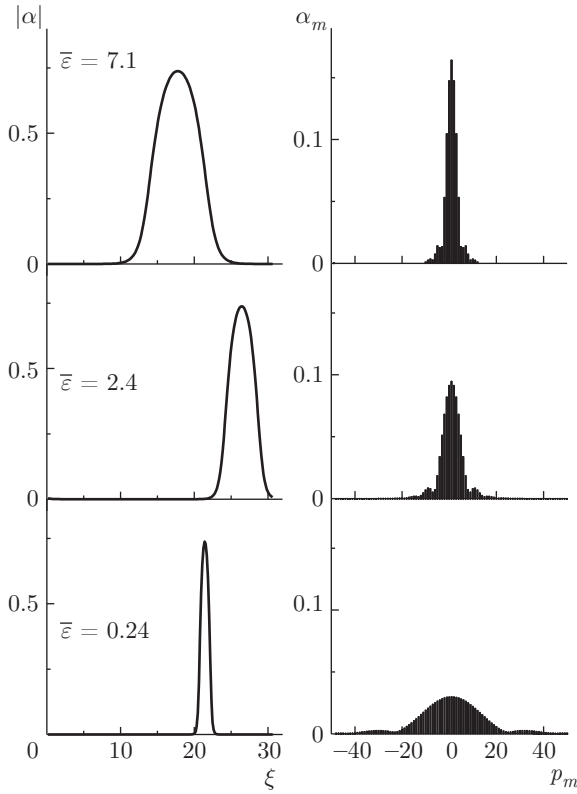


Рис. 4. Режим группового синхронизма. Установившийся профиль огибающей диссипативного солитона и его спектральный состав при различных значениях параметра дисперсии  $\bar{\epsilon}$  (прочие параметры системы указаны на рис. 3)

ся существенным. С точки зрения экспериментальной реализации обсуждаемое смещение означает, что для последовательности импульсов, генерируемой в режиме пассивной синхронизации мод, период обращения волны по цепи обратной связи несколько отличается от времени  $T = l/V_{gr}$  прохождения электромагнитного поля по резонатору в отсутствие электронно-волнового взаимодействия.

Скорость движения диссипативного солитона на плоскости  $(\bar{\tau}, \xi)$  можно определить из инвариантности параболического уравнения (12) относительно следующей замены переменных (так называемая галилеева инвариантность [6, 8]):

$$\alpha = \bar{\alpha}(x, \bar{\tau}) \exp(i\Omega\bar{\tau} + iKx), \quad x = \xi - r\bar{\tau}. \quad (14)$$

Инвариантность имеет место (см., например, [6, 8, 10]) при выполнении условия  $\Omega = -K^2\bar{\epsilon}$ . Соответственно скорость солитона  $r = \partial\Omega/\partial K = -2K\bar{\epsilon}$ . Принимая во внимание условие цикличности для поля (10), находим  $K = 2\pi M/T$ , где  $M$  — центральная гармоника спектра солитона. Таким образом, скорость движения солитона,

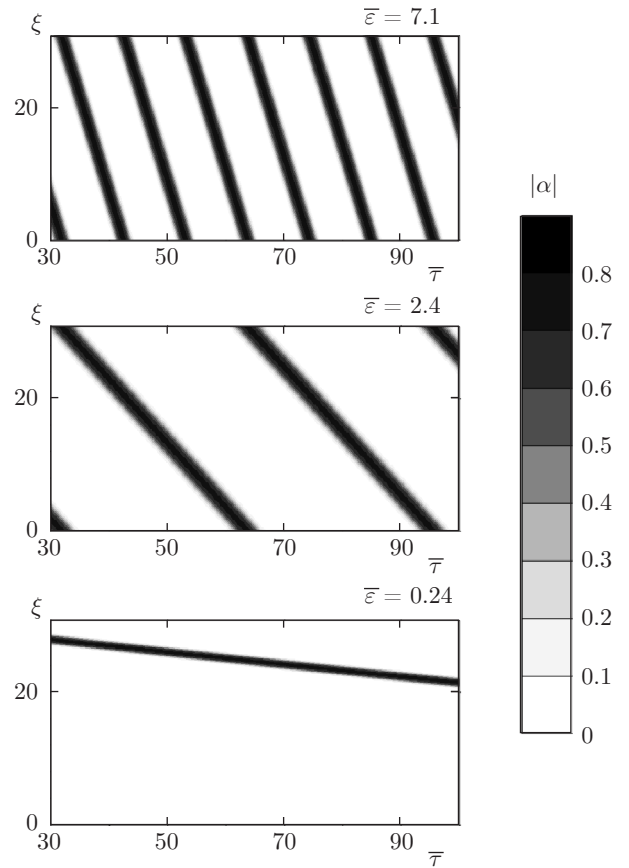


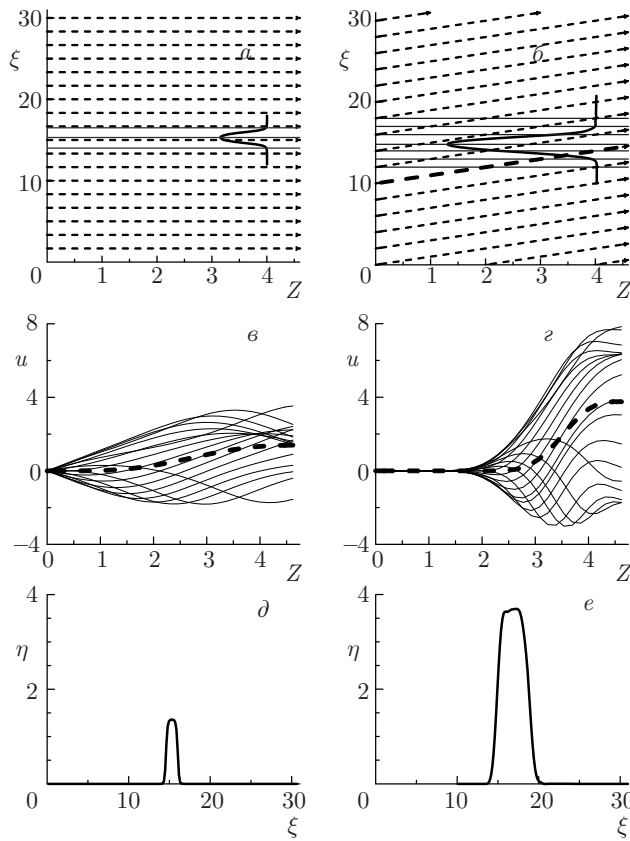
Рис. 5. Движение диссипативных солитонов на плоскости  $(\bar{\tau}, \xi)$  в режиме группового синхронизма при различных значениях параметра дисперсии  $\bar{\epsilon}$  (прочие параметры системы указаны на рис. 3)

$$r = -\frac{4\pi\bar{\epsilon}M}{T}, \quad (15)$$

определяется номером центральной гармоники в совокупности с параметром дисперсии и периодом обращения волны в резонаторе. При групповом синхронизме полоса усиления бесконечна и возможно образование солитона с центром на любой из гармоник. Для примера на рис. 4 (правый столбец) показан спектр солитона с центром на гармонике  $M = 1$ .

#### 4. УВЕЛИЧЕНИЕ АМПЛИТУДЫ СОЛИТОНОВ В УСЛОВИЯХ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

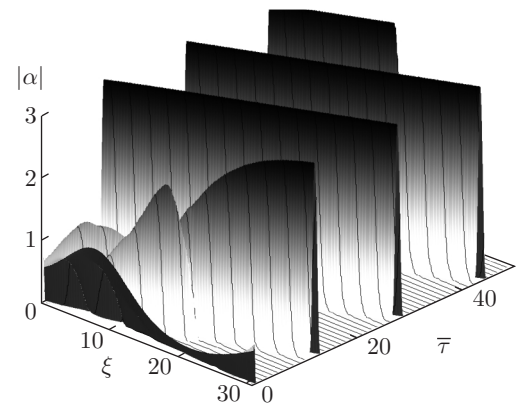
С точки зрения экспериментальной реализации принципиальное значение имеет определение условий, при которых достигается максимальная амплитуда импульсов. Проанализируем далее механизмы



**Рис. 6.** Сравнение механизмов усиления солитона электронным потоком в режиме группового синхронизма (левый столбец) и в режиме проскальзывания (правый столбец). *а, б*) Характеристики электромагнитного поля (сплошные горизонтальные линии) и электронов (штриховые линии), зависимости амплитуды солитона от волновой переменной показаны жирными кривыми. *в, з*) Зависимости относительных изменений энергии частиц  $u$  от продольной координаты  $Z$  в процессе взаимодействия с солитоном. Штриховыми линиями показано среднее изменение энергии электронов  $\langle u \rangle_{\theta_0}$ . *д, е*) Средние по фазам влета изменения энергии электронов как функции волновой переменной

энергообмена в рассмотренном выше режиме группового синхронизма и в режиме, в котором имеет место определенное отличие поступательной скорости частиц от групповой скорости волны.

Очевидно, потери на излучение, пропорциональные  $(1 - |R|)$ , компенсируются энергией, отбираемой у электронного потока. Для режима группового синхронизма (рис. 6*а*) на плоскости  $(Z, \xi)$  сплошными линиями показаны характеристики волны и совпадающие с ними по направлению характеристики, вдоль которых происходит движение электронов (штриховые линии). В таких условиях каждый



**Рис. 7.** Формирование диссипативного солитона из случайных начальных шумов при наличии проскальзывания.  $s = 1, \bar{\epsilon} = 0.47, L = 4.6, \Delta = -0.64, \bar{\nu} = 22.5, \bar{\sigma}_0 = 30, \bar{T} = 30.8$

фрагмент огибающей солитона взаимодействует со своей электронной фракцией. Для фракции, которая передает энергию центральной части солитона, зависимость относительных изменений энергии частиц  $u$  от продольной координаты  $Z$  показаны на рис. 6*в*. На рис. 6*д* представлено среднее по фазам влета изменение энергии электронов  $\langle u \rangle_{\theta_0}$  для всех электронных фракций, с которыми взаимодействует солитон.

Существенного увеличения амплитуды солитона можно достигнуть, если ввести проскальзывание излучения относительно электронного потока на одном проходе по пространству взаимодействия, допустив определенную отстройку групповой скорости волны от поступательной скорости частиц. Формирование солитона, описываемое на основе моделирования уравнений (7)–(9), показано на рис. 7. Как следует из сравнения рис. 6*а* и рис. 6*б*, в этом случае при неизменных длине пространства взаимодействия, токе электронного пучка и других параметрах значительно увеличивается пиковая амплитуда импульса. Это объясняется тем, что, в отличие от режима группового синхронизма, в процессе смещения (проскальзывания [18, 19]) микроволнового импульса по электронному потоку возникает кумулятивный отбор энергии у различных электронных фракций. Изменения энергии частиц одной из электронных фракций, выделенной на рис. 6*б* прерывистой жирной линией, показаны на рис. 6*з*. Практически такой же отбор энергии, средний по фазам влета  $\theta_0$ , происходит от других электронных фракций, с которыми пересекается солитон из-за отличия его групповой скорости от поступательной скорости частиц. Очевидно, что число фракций, с ко-

торыми взаимодействует солитон, тем больше, чем больше отличие групповой скорости от продольной скорости электронов. Иными словами, чем больше параметр проскальзывания  $s$ , тем у большего числа электронов отбирает энергию солитон и тем больше накопленная в нем энергия в установившемся режиме генерации (ср. рис. 6*d* и 6*e*).

В пренебрежении дисперсией пиковая амплитуда не зависит от параметра проскальзывания  $s$ , однако пропорционально этому параметру меняется длительность импульса (рис. 8), которая в физических переменных определяется шириной полосы усиления

$$\Delta t \sim \frac{1 - V_{||}/V_{gr}}{\omega C}.$$

При стремлении параметра  $s$  к нулю, когда длительность импульса становится исчезающе малой, принципиально важным оказывается учет дисперсии. В результате, при выполнении условия  $\bar{\epsilon} \gg s^2$  генерируемые импульсы фактически совпадают с солитонным решением уравнений (12), (13).

Заметим, что при  $s \neq 0$  наряду со смещением солитона относительно электронного потока на одном проходе существует и медленное смещение солитонов на плоскости  $(\bar{\tau}, \xi)$ . Скорость этого смещения, как показано выше, пропорциональна модулю параметра дисперсии  $\bar{\epsilon}$ . При этом при смене знака указанного параметра меняется направление движения солитонов (рис. 9).

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, общая теория диссипативных солитонов [6–15] может быть применена для описания процессов синхронизации мод и формирования ультракоротких импульсов в электронных генераторах с насыщающимся поглотителем в цепи обратной связи. Непосредственный перенос этой теории из физики лазеров возможен в режиме группового синхронизма, когда поступательная скорость частиц совпадает с групповой скоростью волны. Вместе с тем с практической точки зрения для генерации импульсов с максимальной пиковой мощностью целесообразно использование режимов взаимодействия, в которых групповая скорость волны отличается от поступательной скорости электронов, т. е. смещение (проскальзывание) солитона по электронному потоку обеспечивает кумулятивный отбор энергии от различных электронных фракций. Анализ таких режимов выходит за рамки простейших моделей диссипативных солитонов, однако наиболее привлекателен для постановки экспериментов по генера-

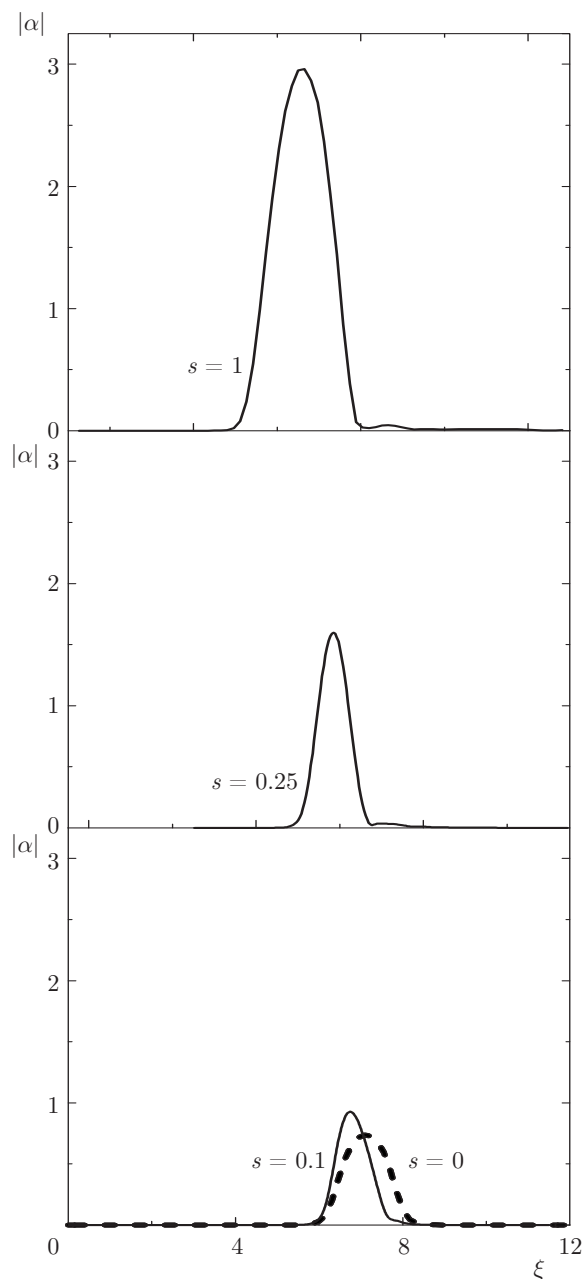
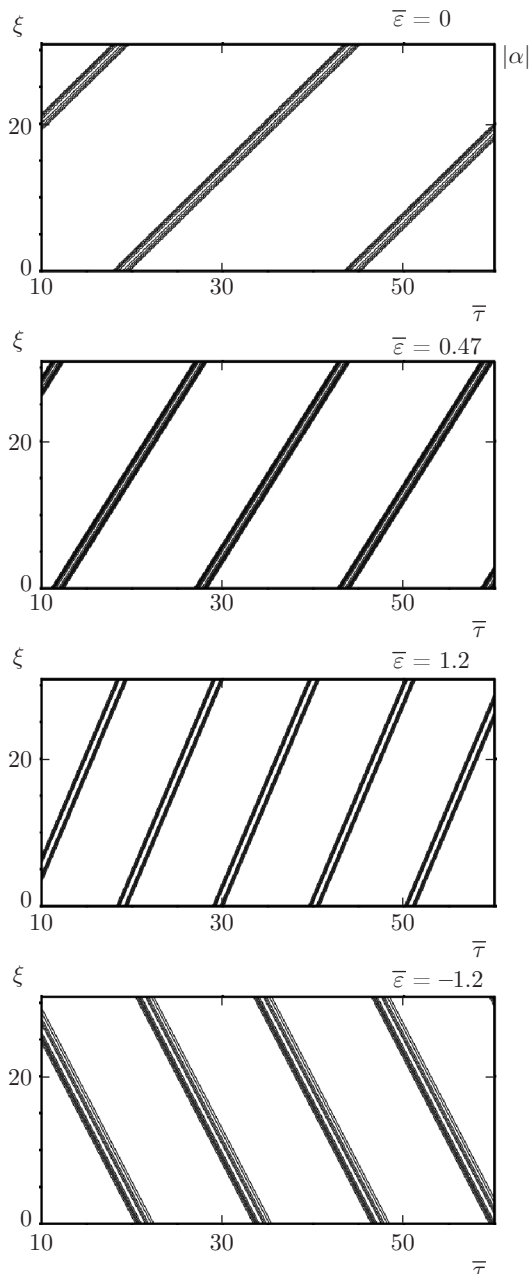


Рис. 8. Профили огибающей солитонов при различных значениях параметра расстройки группового синхронизма  $s$ . Для сравнения на нижнем рисунке штриховой линией представлен профиль диссипативного солитона, получаемого в пренебрежении проскальзыванием:  $s = 0$  (параметры системы указаны на рис. 7)

ции ультракоротких импульсов в электронике больших мощностей. В частности, за счет синхронизации мод при использовании сильноточных релятивистских электронных пучков возможна генерация периодической последовательности субнаносекундных микроволновых импульсов мультитигаваттной пиковой мощности [2].



**Рис. 9.** Движение диссипативных солитонов на плоскости  $(\bar{\tau}, \xi)$  при расстройке группового синхронизма  $s = 1$  для различных значений параметра дисперсии  $\bar{\epsilon}$  (параметры системы указаны на рис. 7)

Представляются достаточно разнообразными и заслуживающими отдельного исследования методы реализации насыщающихся поглотителей в микроволновом диапазоне. С одной стороны, это могут быть различные типы ламп бегущей волны, в которых режим поглощения реализуется при соответствующей настройке параметров (в первую очередь условий синхронизма между пучком и

волной). С другой стороны, может быть использован эффект циклотронного поглощения излучения первоначально прямолинейным замагниченным электронным пучком. Наличие релятивистской зависимости гирочастоты от энергии частиц позволяет реализовать зависимость насыщения от амплитуды поля волны, так что возмущения малой интенсивности будут поглощаться электронами значительно сильнее, чем возмущения большой интенсивности. В результате кривая зависимости выходной амплитуды от входной может быть подобна определяемой соотношением (5) [20]. При этом интересно отметить, что непосредственно с нелинейным циклотронным поглощением в случае однопроходного взаимодействия связан описанный в [21–23] другой класс солитонов в электронно-волновых системах, которые являются аналогами оптических солитонов, реализующихся на основе эффекта самоиндуцированной прозрачности в средах с дискретными энергетическими уровнями.

Авторы признательны А. М. Сергееву за стимулирующие обсуждения. Работа поддержана РФФ (грант № 16-42-01078).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Гинзбург, Г. Г. Денисов, М. Н. Вилков, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, Письма в ЖТФ **41**, 44 (2015).
2. N. S. Ginzburg, G. G. Denisov, M. N. Vilkov, I. V. Zotova, and A. S. Sergeev, Phys. Plasmas **23**, 050702 (2016).
3. Н. А. Нaus, IEEE J. Select. Topics Quant. Electron. **6**, 1173 (2000).
4. П. Г. Крюков, УФН **183**, 897 (2013).
5. Й. Херман, Б. Вильгельми, *Лазеры сверхкоротких световых импульсов*, Мир, Москва (1986).
6. *Диссипативные солитоны*, под ред Н. Ахмедиева, А. Анкевича, Физматлит, Москва (2008).
7. Н. Н. Розанов, УФН **170**, 462 (2000).
8. Н. Н. Розанов, *Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-*, Физматлит, Москва (2011).
9. С. К. Турицын, Н. Н. Розанов, И. А. Яруткина и др., УФН **186**, 713 (2016).
10. А. Г. Владимиров, Н. Н. Розанов и др., КЭ **24**, 978 (1997).



11. E. V. Vanin, A. I. Korytin, A. M. Sergeev et al., *Phys. Rev. A* **49**, 2806 (1994).
12. J. M. McSloy, W. J. Firth, G. K. Harkness, and G.-L. Oppo, *Phys. Rev. E* **66**, 046606 (2002).
13. W. J. Firth and A. J. Scrogg, *Europhys. Lett.* **26**, 521 (1994).
14. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, *УФН* **157**, 201 (1989).
15. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, *Автосолиитоны. Локализированные сильно-неравновесные области в однородных диссипативных системах*, Наука, Москва (1991).
16. V. L. Bratman, N. S. Ginzburg, and M. I. Petelin, *Opt. Commun.* **3**, 409 (1979).
17. N. S. Ginzburg, M. I. Petelin, and A. S. Sergeev, *Opt. Commun.* **55**, 283 (1985).
18. W. B. Colson, C. Pellegrini, and A. Renieri, *Laser Handbook*, Vol. 6: Free Electron Laser, North-Holland, Amsterdam (1990).
19. G. Dattoli, A. Renieri, and A. Torre, *Lectures on the Free Electron Laser Theory and Related Topics*, World Sci., Singapore (1993).
20. М. Н. Вилков, Н. С. Гинзбург, Г. Г. Денисов, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, *Изв. вузов. Радиофизика* **58**, 664 (2015).
21. Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, *ЖЭТФ* **140**, 890 (2011).
22. N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, and A. S. Sergeev, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 265001 (2010).
23. I. V. Zotova, N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, E. R. Kocharovskaya, and V. Yu. Zaslavsky, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 143901 (2014).