

Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке связанных релятивистских ламп обратной и бегущей волн, работающих в режимах усиления и нелинейного компфнеровского подавления

© Н.С. Гинзбург, Э.Б. Абубакиров, М.Н. Вилков, И.В. Зотова, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 1 декабря 2017 г.)

Исследована динамика электронного СВЧ генератора, в цепь обратной связи которого включены лампы обратной и бегущей волны, работающие в режимах усиления и нелинейного компфнеровского поглощения соответственно. Показано, что излучение, генерируемое в такой системе, может представлять собой периодическую последовательность ультракоротких импульсов. Рассматриваемый механизм импульсной генерации аналогичен широко используемому в лазерной физике методу пассивной синхронизации мод.

DOI: 10.21883/JTF.2018.08.46316.2581

Введение

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на эффекте пассивной синхронизации мод [1–3]. Указанный эффект реализуется при установке в резонатор лазера нелинейного элемента (амплитудного фильтра), поглощающего излучение малой амплитуды, и прозрачного для излучения большой интенсивности. В результате возникает синхронизация мод резонатора, при которой излучение лазера представляет собой периодическую последовательность ультракоротких импульсов высокой мощности.

Как показано в [4–7] указанный метод генерации УКИ может быть перенесен в СВЧ электронику. При этом генератор УКИ должен состоять из активного элемента (электронного усилителя) и нелинейного насыщающегося поглотителя, включенного в цепь обратной связи. Предлагаемая схема носит достаточно универсальный характер и может быть реализована как в широком частотном диапазоне, так и при различном уровне мощности генерируемых импульсов. Как известно, в сантиметровом диапазоне, а также в длинноволновой части миллиметрового диапазона субгигаваттные и гигаваттные уровни мощности излучения могут быть получены на основе релятивистских ламп обратной волны (ЛОВ), работающих как в режимах квазистационарной генерации [8–10], так и в короткоимпульсных режимах сверхизлучения (СИ) [11–14]. В последнем случае пиковая мощность электромагнитных импульсов может значительно превышать мощность относительно коротких запитываемых электронных пучков (сгустков). Такой эффект достигается за счет движения генерируемого электромагнитного импульса по электронному потоку и кумулятивного отбора энергии у различных фракций электронного потока. При этом электронный сгусток

генерирует одиночный импульс высокой интенсивности, если его длина ограничена кооперативной длиной (длиной корреляции) [15]. Частота повторения импульсов СИ достигается за счет работы инжектора релятивистских электронных сгустков в импульсно-периодическом режиме и соответственно не превышает нескольких килогерц [13,14]. При этом генерируемые электромагнитные импульсы имеют некоррелированные фазы.

Как показано в настоящей работе, если взять в качестве активного элемента релятивистскую ЛОВ и замкнуть вход и выход цепью внешней обратной связи, в которую поместить нелинейный поглотитель (фильтр), то при квазистационарной инжекции электронного пучка можно обеспечить режим генерации периодической последовательности коротких импульсов. Интенсивность и длительность таких импульсов будет близка к импульсам СИ, но они будут иметь коррелированные фазы и высокую частоту повторения в сотни мегагерц, определяемую временем прохода возмущений по цепи обратной связи. При этом в качестве поглощающего

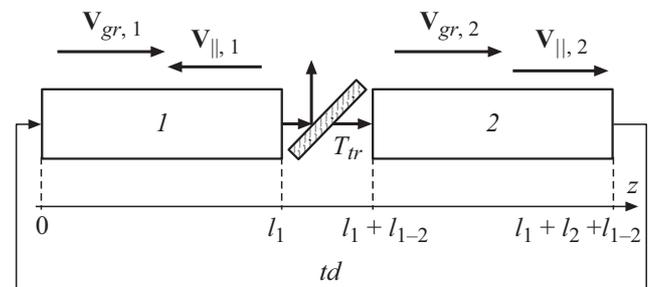


Рис. 1. Схема генератора ультракоротких импульсов, включающая ЛОВ в качестве активного элемента (1), и ЛБВ в качестве просветляющегося поглотителя (2), а также линию задержки и частично-прозрачное зеркало, выводящее излучение в полезную нагрузку.

элемента можно использовать релятивистскую лампу бегущей волны (ЛБВ) (рис. 1), которая запитывается дополнительным независимым электронным пучком и работает в режиме компфнеровского подавления [7,16].

1. Модель и основные уравнения

Рассмотрим схему двухсекционного генератора ультракоротких импульсов, состоящую из активного элемента на основе релятивистской ЛОВ (секция 1) и нелинейного поглотителя (секция 2) на основе релятивистской ЛБВ, работающей в режиме компфнеровского подавления. Кроме того, система включает полупрозрачное зеркало, которое возвращает часть излучения на вход ЛОВ по цепи обратной связи с определенной временной задержкой t_d (рис. 1).

В лампе обратной волны взаимодействие электронов со встречной волной

$$E_z = \text{Re} \left(A_1(z, t) E_1(\mathbf{r}_\perp) e^{i\omega t - ih_1 z + i\bar{h}_1 z} \right) \quad (1)$$

происходит в условиях синхронизма

$$\omega + h_1(\omega) V_{\parallel,1} \approx \bar{h}_1 V_{\parallel,1}. \quad (2)$$

В лампе бегущей волны взаимодействие электронов с попутной волной

$$E_z = \text{Re} \left(A_2(z, t) E_2(\mathbf{r}_\perp) e^{i\omega t - ih_2 z - i\bar{h}_2 z} \right) \quad (3)$$

происходит в условиях синхронизма

$$\omega - h_2(\omega) V_{\parallel,2} \approx \bar{h}_2 V_{\parallel,2}. \quad (4)$$

Здесь ω — несущая частота, в качестве которой выберем частоту точного синхронизма в ЛОВ, $A_s(z, t)$ — медленно меняющиеся во времени t и по продольной координате z амплитуды волн в первой ($s = 1$) и второй ($s = 2$) секциях соответственно, $E_s(x, y)$ — поперечная структура электрического поля пространственных гармоник, $V_{\parallel,s}$ — невозмущенная поступательная скорость частиц, h_s — продольное волновое число фундаментальной гармоники, $\bar{h} = 2\pi/d_s$, d_s — период гофрировки волноводов.

В случае ультрарелятивистских энергий пучков ($\gamma \gg 1$, где γ — Лоренц-фактор) электронно-волновое взаимодействие описывается уравнениями [17]

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr,1}} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_1 = -\frac{E_1 I_1}{N_1 \pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_{\parallel,1}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \gamma_1 = -\text{Re} \left(\frac{e A_1 E_1}{mc^2} e^{i\theta_1} \right),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_{\parallel,1}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta_1 = -\frac{\omega}{c} \left(1 + \frac{1}{2\gamma_1^2} \right) + (\bar{h}_1 - h) \quad (5)$$

для секции усиления на основе релятивистской ЛОВ (секция 1) и

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr,2}} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_2 = \frac{E_2 I_2}{N_2 \pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_2} d\theta_0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel,2}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \gamma_2 = -\text{Re} \left(\frac{e A_2 E_2}{mc^2} e^{i\theta_2} \right),$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel,2}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta_2 = \frac{\omega}{c} \left(1 + \frac{1}{2\gamma_2^2} \right) - (\bar{h}_2 + h) \quad (6)$$

для секции нелинейного поглощения (секция 2) на основе релятивистской ЛБВ. В уравнениях использованы следующие обозначения: $\theta_1 = \omega t + (\bar{h}_1 - h_1(\omega))z$ и $\theta_2 = \omega t - (h_2(\omega) + \bar{h}_2)z$ — фазы электронов относительно синхронной встречной и попутной волн соответственно, N_s — нормы рабочих мод, $V_{gr,s}$ — групповые скорости волн, I_s — токи пучков в соответствующих секциях. Для упрощения будем далее считать, что обе секции запитываются пучками с одинаковой энергией частиц $\gamma_{0,1} = \gamma_{0,2} = \gamma_0$ и соответственно одинаковой невозмущенной поступательной скоростью $V_{\parallel,1} = V_{\parallel,2} = V_{\parallel}$. При этом настройка режима взаимодействия осуществляется за счет подбора параметров замедляющей системы.

Для дальнейшего анализа удобно провести переход к новым независимым переменным

$$\tau = \frac{\omega}{2c\gamma_0^2} \left(t + \frac{z}{V_{\parallel}} \right) \left(\frac{1}{V_{gr,1}} + \frac{1}{V_{\parallel}} \right)^{-1}, \quad Z = \frac{\omega}{2c\gamma_0^2} z. \quad (7)$$

В этих переменных взаимодействие в секции ЛОВ после нормализации опишется уравнениями

$$\frac{\partial a_1}{\partial \tau} + \frac{\partial a_1}{\partial Z} = -\frac{G_1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0,$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial Z} = -\text{Re}(a_1 e^{i\theta_1}), \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial Z} = -\frac{1}{u_1^2},$$

$$u_1|_{Z=L_1} = 1, \quad \theta_1|_{Z=L_1} = \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad (8)$$

где $u_1 = \gamma_1/\gamma_0$, $a_1 = 2eE_1\gamma_0 A_1/mc\omega$, $G_1 = 4eI_{b,1}|E_1|^2 \times \gamma_0^3/N_1 m\omega^2$.

В этих же переменных процесс электронно-волнового взаимодействия в релятивистской ЛБВ опишется уравнениями

$$\frac{\partial a_2}{\partial Z} + \frac{2s}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial a_2}{\partial \tau} + s \left(\frac{1}{\beta_{gr,2}} - \frac{1}{\beta_{\parallel}} \right) \frac{\partial a_2}{\partial \tau} = \frac{G_2}{D} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_2} d\theta_0,$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial Z} + \frac{2s}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = -D \text{Re}(a_2 e^{i\theta_2}),$$

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial Z} + \frac{2s}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial \theta_2}{\partial \tau} = \left(\frac{1}{u_2^2} - \Delta_2 \right),$$

$$u_2|_{Z=L_1} = 1, \quad \theta_2|_{Z=L_1} = \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad (9)$$

где $u_2 = \gamma_2/\gamma_0$, $G_2 = 4eI_{b,2}|E_2|^2\gamma_0^3/N_2m\omega^2$, $a_2 = 2e \times \times E_1\gamma_0A_2\sqrt{N_2}/mc\omega\sqrt{N_1}$, $s = (1/\beta_{gr,1} + 1/\beta_{\parallel})^{-1}$, $\Delta_2 = = 2\gamma_0^2(c/V_{ph,2} - 1)$, $V_{ph,2} = \omega/(\hbar_2 + h_2)$, $D = E_2 \times \times \sqrt{N_1}/E_1\sqrt{N_2}$.

В дальнейшем будем считать, что поступательная скорость электронов в этой секции $V_{\parallel} = c\beta_{\parallel}$ близка к групповой скорости волны $V_{gr,2} = c\beta_{gr,2}$ и обе эти скорости близки к скорости света. Соответственно отличием указанных скоростей при анализе работы ЛБВ в режиме нелинейного поглотителя можно пренебречь. Данное условие эквивалентно требованию минимизации инерционности поглотителя в физике лазеров, где с этой целью обычно используются ячейки Керра [3]. В этом случае участки огибающей с большой и малой амплитудой не оказывают взаимного влияния, что очевидно увеличивает контраст между ними при прохождении насыщающегося поглотителя.

Как следует из схемы генератора, представленной на рис. 1, амплитуды полей на выходе ЛОВ и на входе в ЛБВ, которая играет роль нелинейного поглотителя, связаны следующим граничным условием:

$$a_2|_{Z=L_2} = T_{tr}a_1|_{Z=L_1}, \quad (10)$$

где T_{tr} — комплексный коэффициент передачи. Остальная доля мощности выводится в полезную нагрузку. Задержкой сигнала при прохождении промежутка l_{1-2} между указанными секциями для простоты пренебрегаем. После прохождения поглотителя сигнал через линию задержки с нормированным временем запаздывания $T_d = (t_d\omega/2c\gamma_0^2)(1/V_{gr,1} + 1/V_{\parallel})^{-1}$ снова поступает на вход ЛОВ, чему соответствует граничное условие

$$a_1|_{Z=0} = a_2(\tau - T_d)|_{Z=L_1+L_2}. \quad (11)$$

В дальнейшем для описания характеристик УКИ генератора удобно ввести коэффициент конверсии [11], определяемый как отношение мощности излучения, выводимой в полезную нагрузку, к мощности электронного пучка, запитывающего усилительную секцию:

$$K = \frac{P_{\text{peak}}}{P_{\text{beam}}} = \frac{|a_1|^2|_{Z=L_1}}{4G_1} (1 - |T_{tr}|^2), \quad (12)$$

а также электронный КПД для каждой из секций

$$\eta_s = \frac{\hat{\eta}_s}{(1 - \gamma_{0,s}^{-1})}, \quad \hat{\eta}_s = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - u_s) d\theta_0. \quad (13)$$

Спектр выходного сигнала определяется соотношением

$$S_{\Omega} = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} a_1(\tau)|_{Z=L_1} e^{-i\Omega\tau} d\tau. \quad (14)$$

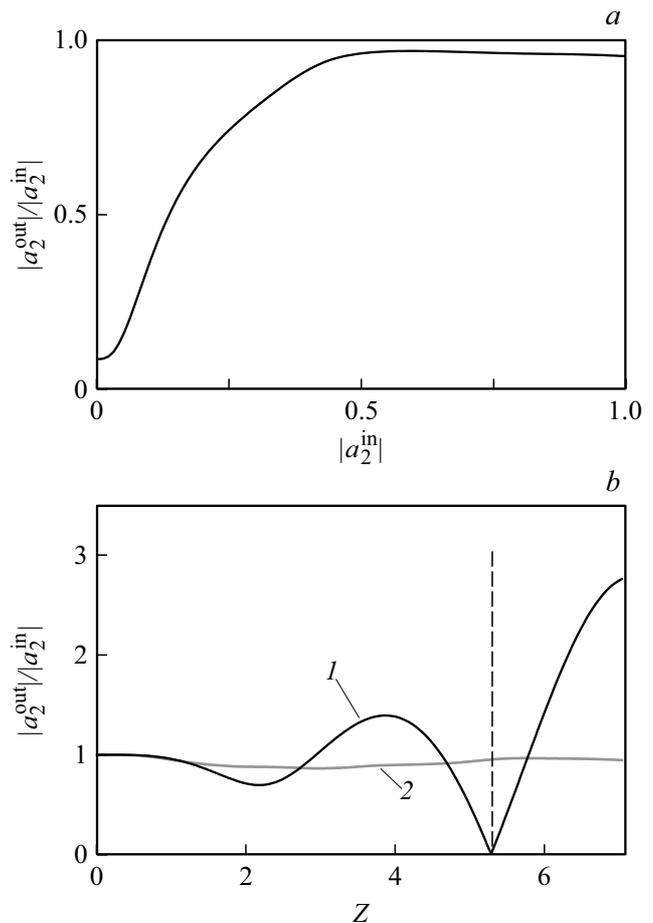


Рис. 2. Коэффициент прохождения $|a_2^{\text{out}}|/|a_2^{\text{in}}|$ компферовского поглотителя в зависимости: *a* — от амплитуды входного сигнала $|a_2^{\text{in}}|$ при оптимальной длине секции поглощения $L_2 = 5.3$, *b* — в зависимости от длины секции поглощения L_2 при двух значениях амплитуды, соответствующих слабому ($|a_2^{\text{in}}| = 0.01$, кривая 1) и сильному ($|a_2^{\text{in}}| = 1$, кривая 2) сигналам. ($G = 0.06$, $\Delta = -0.32$, $D = 1$, $2s/\beta_{\parallel} = 1$.)

2. Результаты моделирования

Продемонстрируем сначала, что релятивистская ЛБВ в области расстройек синхронизма, соответствующих режиму компферовского подавления (фазовая скорость синхронной компоненты поля превосходит поступательную скорость электронов), обладает свойствами насыщающегося поглотителя. На рис. 2, *a* показана зависимость коэффициента прохождения сигнала $|a_2^{\text{out}}|/|a_2^{\text{in}}|$ от амплитуды падающего сигнала $|a_2^{\text{in}}|$ при оптимальной длине поглотителя $L_2 = 5.3$. Видно, что сигналы малой амплитуды практически полностью подавляются, в то время как сигналы большой амплитуды проходят без заметного поглощения. Представленные на рис. 2, *b* зависимости коэффициента прохождения от продольной координаты для сигналов малой и большой интенсивности подтверждают сделанное выше заключение.

Моделирование динамики полной системы, в цепь обратной связи которой включены ЛОВ в качестве активного усилительного элемента и ЛБВ в качестве нелинейного фильтра, показало возможность генерации в ней периодической последовательности ультракоротких импульсов (рис. 3), формирующихся в результате синхронизации большого числа продольных мод резонатора, образованного петлей обратной связи. В данном случае имеет место мягкий режим самовозбуждения,

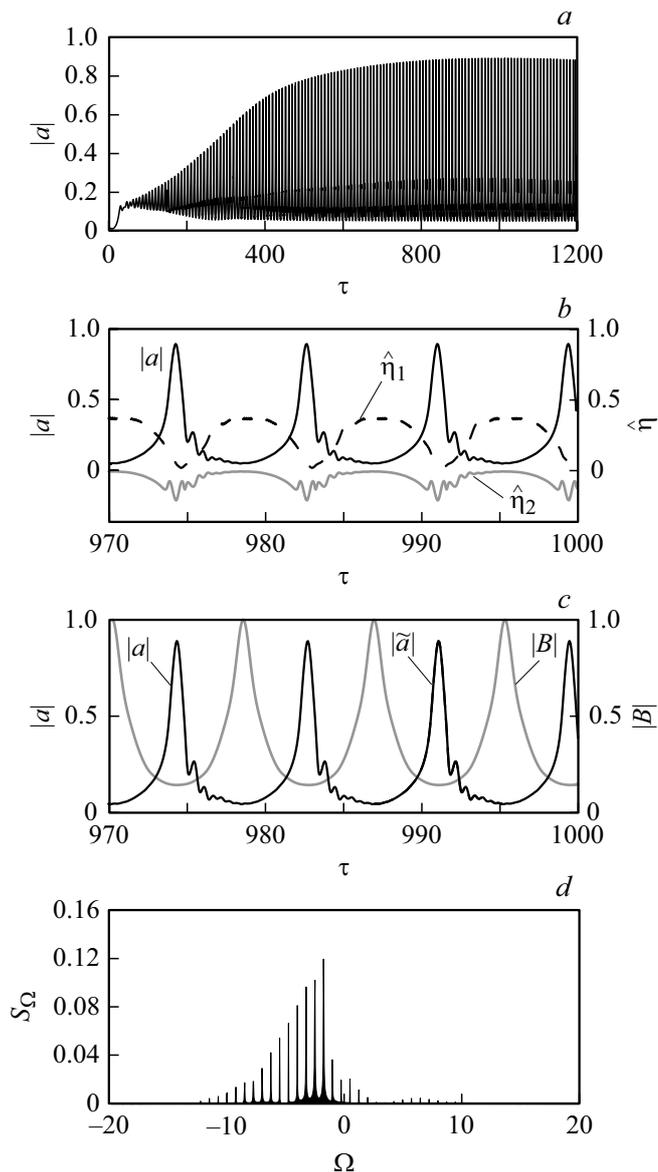


Рис. 3. Установление генерации УКИ в мягком режиме самовозбуждения: *a* — полный сценарий переходного процесса, *b* — профиль импульсов в увеличенном масштабе (КПД усилительной секции показан штрихом, а для секции поглощения — серым цветом), *c* — модуль взаимной корреляционной функции $|B|$ и огибающая генерируемого излучения $|a|$ (\tilde{a} — тестовый импульс, с которым сравниваются остальные импульсы при вычислении корреляционной функции), *d* — спектр излучения ($L_1 = 6, G_1 = 0.03, L_2 = 5.3, G_2 = 0.06, \Delta_2 = -0.37, D = 1, 2s/\beta_{||} = 1, |T_{tr}| = 0.9, \arg T_{tr} = 0, T_d = 10.8$).

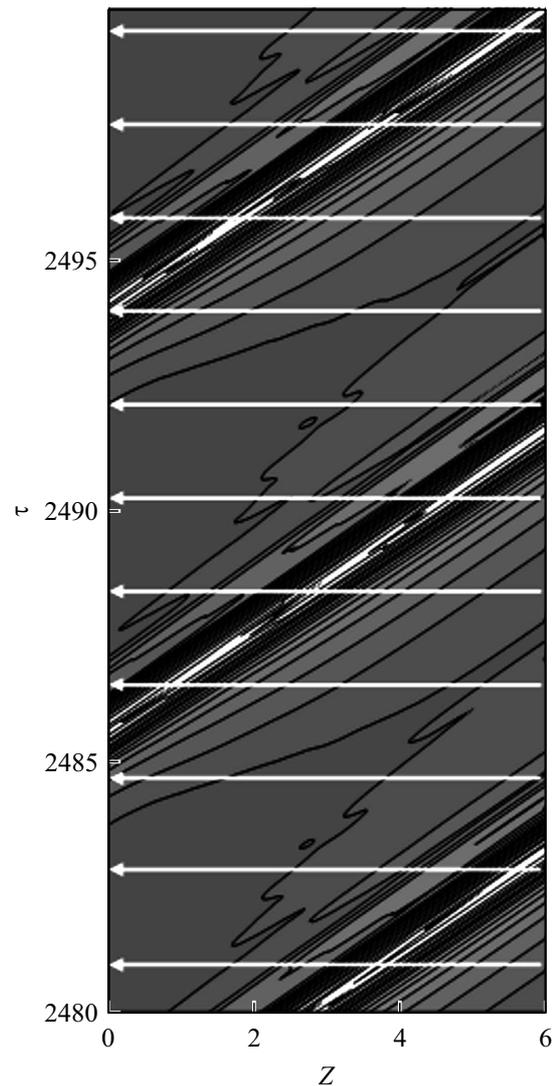


Рис. 4. Диаграмма, иллюстрирующая процесс смещения в переменных Z и τ , электромагнитного импульса относительно электронного пучка, приводящего к кумулятивному отбору энергии у различных фракций. Стрелками показаны электронные характеристики, направленные в отрицательном направлении оси Z .

когда генерация развивается из малых начальных шумов. При этом сначала возникает квазистационарная генерация, которая постепенно трансформируется в генерацию коротких импульсов. Как видно из рис. 4, формирующийся микроволновый импульс в секции ЛОВ последовательно (кумулятивно) отбирает энергию у различных электронных фракций. В результате, как и в режимах сверхизлучения [11–14], пиковая мощность УКИ импульсов оказывается существенно выше не только мощности излучения в стационарном режиме генерации, но и заметно превосходит мощность электронного пучка в усиливающем элементе. При выбранных параметрах коэффициент конверсии K , определяемый соотношением (12), достигает значения 1.2. При этом, как следует

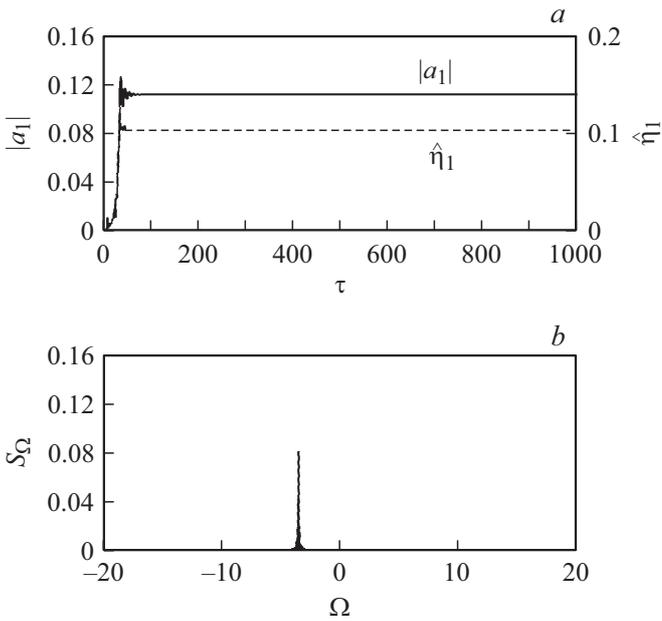


Рис. 5. Лампа обратной волны в режиме свободной генерации в отсутствие обратной связи: *a* — временные зависимости амплитуды генерируемого сигнала и КПД; *b* — спектр излучения ($T_{tr} = 0$, остальные параметры совпадают с приведенными в подписи к рис. 3.)

из рис. 3, *b*, электронный КПД ЛОВ является в среднем по времени положительной величиной, т.е. электронный пучок этой секции отдает энергию излучению. В то же время КПД пучка, запитывающего вторую секцию генератора УКИ, отрицателен, т.е. электроны этого пучка в процессе нелинейного подавления частично забирают энергию поступающего в указанную секцию излучения.

Отметим, что генерируемые импульсы имеют высокую степень фазовой корреляции (рис. 3, *c*), что подтверждается при вычислении взаимной корреляционной функции между тестовым импульсом излучения $\tilde{a}(\tau)$ и полной последовательностью импульсов $a(\tau)$

$$B(\tau) = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T \tilde{a}(\tau') a^*(\tau' - \tau) d\tau'}{\left(\frac{1}{T} \int_0^T |\tilde{a}(\tau')|^2 d\tau' \cdot \frac{1}{T} \int_{\tau}^{T+\tau} |a(\tau')|^2 d\tau' \right)^{1/2}}, \quad (15)$$

где интервал T представляет собой период следования импульсов.

Важно подчеркнуть, что релятивистская ЛОВ с параметрами, использованными в приведенном выше моделировании процесса генерации УКИ, при размыкании цепи обратной связи работает в стационарном режиме с выходной амплитудой примерно в 5 раз меньшей пикового значения в импульсном режиме (рис. 5). При этом если эту же ЛОВ поместить в цепь обратной связи с тем же коэффициентом передачи $|T_{tr}| = 0.9$, то реализуется автомодуляционный квазипериодический

режим генерации (рис. 6). Импульсы, генерируемые в этом режиме, сопоставимы по амплитуде с импульсами, генерируемыми при наличии насыщающегося поглотителя. Однако как форма импульсов, так и период их следования варьируют во времени. Кроме того, длительность указанных импульсов заметно превосходит длительность импульсов в режиме синхронизации мод.

Следует также отметить, что для исследуемой схемы существует зависимость режима генерации от фазового набег сигнала в цепи обратной связи. Так, на рис. 7 представлена последовательная смена режима генерации при изменении фазы коэффициента передачи T_{tr} . Видно, что при фазе $11\pi/9$ режим короткоимпульсной генерации переходит в режим генерации монохроматического излучения, но далее при стремлении фазы к 2π в системе снова реализуется импульсная генерация. Аналогичная смена режимов возникает при изменении

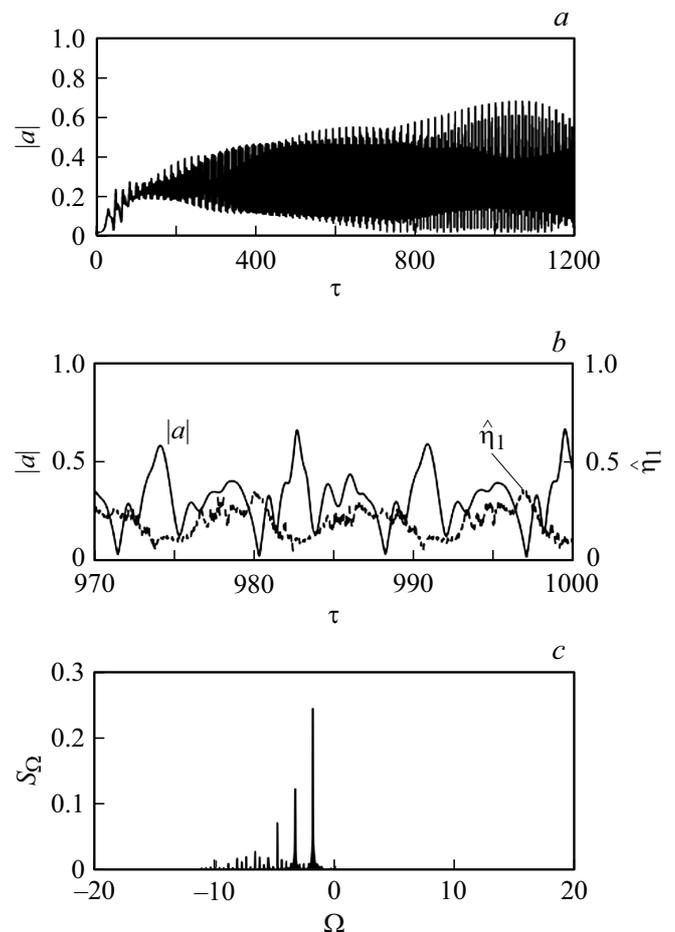


Рис. 6. Режим хаотической автомодуляции в присутствии обратной связи, но с выключенной поглощающей секцией: *a* — временная зависимость амплитуды поля на выходе усилителя; *b* — то же и текущий электронный КПД (серая линия) в развернутом по времени масштабе, *c* — спектр излучения ($G_2 = 0$, остальные параметры совпадают с приведенными в подписи к рис. 3.)

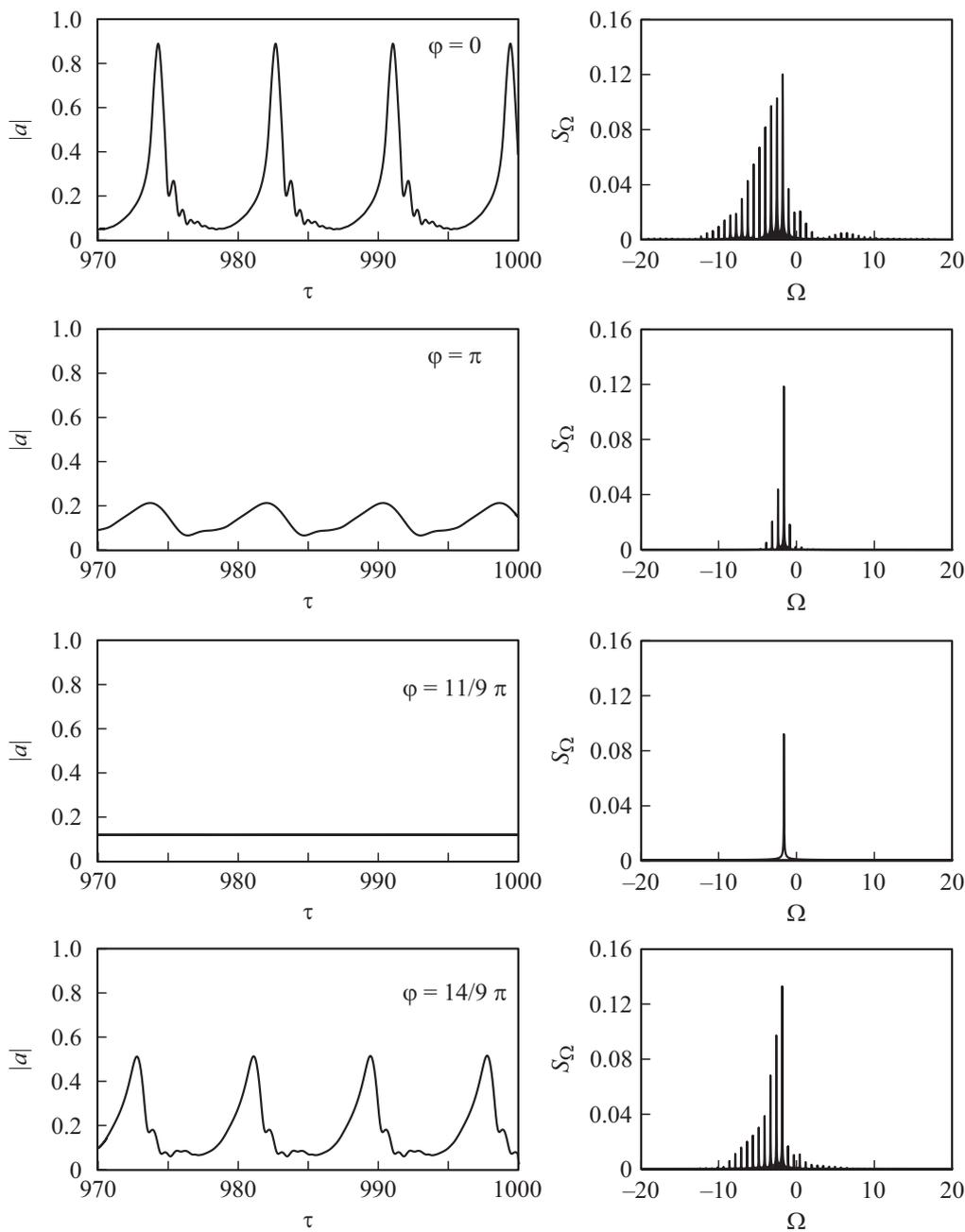


Рис. 7. Последовательная смена режима генерации при изменении фазы коэффициента передачи $\varphi = \arg T_{rr}$, левый столбец — временные зависимости амплитуды генерируемого сигнала, правый столбец — спектр сигнала (параметры совпадают с приведенными в подписи к рис. 3).

времени задержки сигнала в цепи обратной связи. При этом режим генерации в отсутствие нелинейного поглотителя практически не меняется, т. е. сохраняется режим хаотической автомодуляции.

Заключение

Проведем в заключение оценку параметров генерируемых УКИ импульсов для случая, когда в качестве активного элемента используется релятивистская ЛОВ

3-х см диапазона с рабочей волной TM_{01} . Предположим, что средний радиус волновода 1.25 см, период гофрировки 1.7 см и ее амплитуда 0.07 см, длина пространства взаимодействия 20 см. ЛОВ запитывается трубчатым электронным пучком с радиусом 0.9 см, энергией частиц 500 keV и током 4 кА. Указанным физическим параметрам соответствуют следующие нормированные величины $L_1 = 6$ и $G_1 = 0.03$. В этом случае при оптимальных параметрах секции поглощения коэффициент конверсии, согласно рис. 3, а, составит $K = 1.2$, а пиковая мощность

генерируемых импульсов может достигать 2.4 GW при длительности по полувывсоте — 450 ps. Частота следования импульсов при времени задержки 5 ns составляет 260 MHz.

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда, грант № 16-42-01078.

Список литературы

- [1] Haus H.A. // IEEE J. Sel. Top. Quant. 2000. Vol. 6. P. 1173–1185.
- [2] Крюков П.Г. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 95–119.
- [3] Brabec T., Spielmann Ch., Curley P.F., Krausz F. // Opt. Lett. 1992. Vol. 17. N 18. P. 1292–1294.
- [4] Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Вилков М.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. Вып. 17. С. 44–52.
- [5] Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N. et al. // Phys. Plasmas. 2016. Vol. 23. P. 050702-1–050702-4.
- [6] Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N. et al. // Phys. Plasmas. 2017. Vol. 24. P. 023103-1–023103-5.
- [7] Гинзбург Н.С., Абубакиров Э.Б., Вилков М.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 43. Вып. 18. С. 47–55.
- [8] Ковалёв Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. Вып. 4. С. 232.
- [9] Carmel Y., Ivers J., Kribel R. E., Naiton J. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. N 21. P. 1278–1282.
- [10] Абубакиров Э.Б., Белоусов В.И., Варганов В.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 9. С. 533–536.
- [11] Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Ростов В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 6. С. 314–318.
- [12] Коровин С.Д., Любутин С.К., Месяц Г.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 17. С. 23–32.
- [13] Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 3. С. 68–74.
- [14] Korovin S.D., Eltchaninov A.A., Rostov V.V. et al. // Phys. Rev. E. 2006. Vol 74. P. 016501.
- [15] Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 55. Вып. 9. С. 39–44.
- [16] Kompfner R. // J. Brit. IRE. 1950. Vol. 10. N 8–9. P. 283–289.
- [17] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. Вып. 7. С. 1037–1052.