

УДК 537.86+621.385.6

## РАСТЯЖЕНИЕ, УСИЛЕНИЕ И КОМПРЕССИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПИРАЛЬНО ГОФРИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДОВ

*Н. С. Гинзбург\*, Л. А. Юровский, М. Н. Вилков, И. В. Зотова, А. С. Сергеев,  
С. В. Самсонов, И. В. Яковлев*

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Продemonстрирована возможность переноса в микроволновую электронику широко используемого в лазерной физике CPA-метода (Chirped Pulse Amplification) формирования мощных ультракоротких импульсов, основанного на предварительном растяжении начального импульса в стретчере, последовательном по времени усилении его спектральных компонент в широкополосном усилителе и заключительном сжатии в линии с отрицательной дисперсией (компрессоре). Рассмотрена схема, в которой в каждой секции, включающей стретчер, усилитель и компрессор, в качестве рабочего пространства используются волноводы с многозаходной винтовой гофрировкой. Дисперсионные характеристики последних могут варьироваться в широких пределах за счёт изменения геометрических параметров, что позволяет обеспечить оптимальные законы дисперсии в стретчере и компрессоре, а также наибольшую полосу усиления. Кроме того, указанные дисперсионные элементы позволяют избежать паразитных отражений сигнала вследствие отсутствия полос непропускания в рабочем диапазоне частот. Моделирование в рамках метода связанных волн показало перспективность предложенной схемы. В частности, при использовании экспериментально реализованной гиротронной лампы бегущей волны (гиرو-ЛБВ) диапазона 30 ГГц пиковая мощность входного 300-ваттного импульса с длительностью 200 пс может быть увеличена до 4 МВт, что примерно в 6 раз превосходит мощность запитываемого электронного пучка. При непосредственном (в отсутствие стретчера и компрессора) усилении указанного начального импульса в той же гиру-ЛБВ пиковая мощность на выходе не превышает 250 кВт.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время лазерные импульсы с рекордно высокой пиковой мощностью формируются на основе метода усиления «чирпированных» (т. е. частотно-модулированных) импульсов (Chirped Pulse Amplification, CPA) [1–3]. В этом случае на первой стадии исходный короткий импульс проходит через так называемый стретчер — диспергирующую линию, на выходе из которой формируется растянутый по времени «чирпированный» сигнал с малой мощностью и плавно меняющейся частотой. На второй стадии осуществляется последовательное усиление различных спектральных компонент полученного импульса в одном или нескольких усилителях (в роли которых, в частности, выступают широкоапертурные параметрические усилители на нелинейных кристаллах [4]). На заключительном этапе происходит сжатие усиленного сигнала в линии с отрицательной (по отношению к стретчеру) дисперсией, в результате чего начальная форма импульса восстанавливается.

Следует отметить, что исходная идея CPA-метода восходит к радиолокации [5], где для увеличения дальности обнаружения требуются высокоэнергетические микроволновые импульсы. Однако повышение интенсивности сверхвысокочастотных (СВЧ) импульсов ограничивается эффектами нелинейного насыщения при работе усилителя, и, кроме того, непосредственное использование мощных сигналов приводит к пробоям и разрушениям элементов СВЧ антенн. Предварительное растяжение короткого импульса и его усиление до приемлемых уровней мощности позволяет

\* ginzburg@appl.sci-nnov.ru

увеличить дальность обнаружения пропорционально коэффициенту растяжения и одновременно избежать разрушения элементов. Однако в радиолокации, в отличие от лазерной физики, осуществляется компрессия отражённого от цели маломощного излучения с целью выделения полезного сигнала на фоне помех. В то же время перенесение в микроволновый диапазон СРА-метода, предполагающего непосредственное сжатие chirпированного сигнала после усилителя, позволило бы осуществить генерацию электромагнитных импульсов ультравысокой (от мультимегаваттной до мультигигаваттной) мощности, что представляет интерес для создания ускорителей, систем электронного противодействия, а также для диагностики плазмы и твёрдого тела.

Очевидно, что СРА-метод формирования сверхмощных импульсов СВЧ диапазона является достаточно универсальным и для его реализации может быть использован широкий класс электронных усилителей, включая черенковские лампы бегущей волны (ЛБВ), гиросилители, лазеры на свободных электронах с непрерывной инжекцией и т.д. В данной работе исследуется возможность использования для этих целей гиросилителей на основе волноводов с винтовой гофрировкой поверхности [6–12]. При соответствующем выборе параметров одна из нормальных мод такого волновода имеет достаточно большую и практически постоянную групповую скорость в широкой ( $10 \div 20$  %) полосе частот. Это позволяет во всей этой области обеспечить эффективное резонансное взаимодействие с винтовым электронным пучком на циклотронной частоте или её гармониках при равенстве групповой скорости рабочей волны и поступательной скорости частиц. Вследствие этого винтовые гиросилители являются перспективными для усиления ультракоротких электромагнитных импульсов с широким спектром.

Следует отметить, что ранее в радиолокации в качестве дисперсионных элементов использовались гладкие волноводы или волноводы с осесимметричной гофрировкой. В этом случае для обеспечения значительной разности групповых скоростей спектральных компонент, необходимой для эффективного растяжения исходного импульса, несущая частота должна быть близка к частоте отсечки волновода, что приводит к неизбежным отражениям части энергии сигнала. В результате может возникать либо паразитное возбуждение усилителя при отражении сигнала от компрессора, либо нарушение работы задающего генератора исходных импульсов при отражении излучения от стретчера. Предлагаемое ниже использование волноводов с многозаходной винтовой гофрировкой в качестве дисперсионных элементов в микроволновой СРА-схеме позволяет избежать указанных проблем вследствие отсутствия полосы непропускания в рабочем диапазоне частот [13, 14]. Кроме того, путём подбора геометрических параметров волноводов с многозаходной спиральной гофрировкой можно в широких пределах изменять их дисперсионные свойства, обеспечивая как эффективное растяжение, так и компрессию СВЧ импульсов. При этом, как и в оптике, выигрыш в пиковой мощности определяется степенью растяжения начального сигнала, от которой зависит полная энергия, приобретаемая электромагнитным импульсом в электронном усилителе. Кроме того, оптимально подобранная пара стретчер–компрессор позволяет максимально эффективно использовать энергию, полученную в усилителе, при восстановлении начальной формы импульса в компрессоре.

## 1. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим следующую схему реализации СРА-метода на основе электронного усилителя (см. рис. 1а). В каждой секции — в стретчере (секция 1), широкополосном усилителе (2) и компрессоре (3) в качестве рабочего пространства используются волноводы с многозаходной винтовой гофрировкой стенок:

$$r(\varphi, z) = r_0 + \tilde{r} \cos(\tilde{m}\varphi - \tilde{h}z), \quad (1)$$

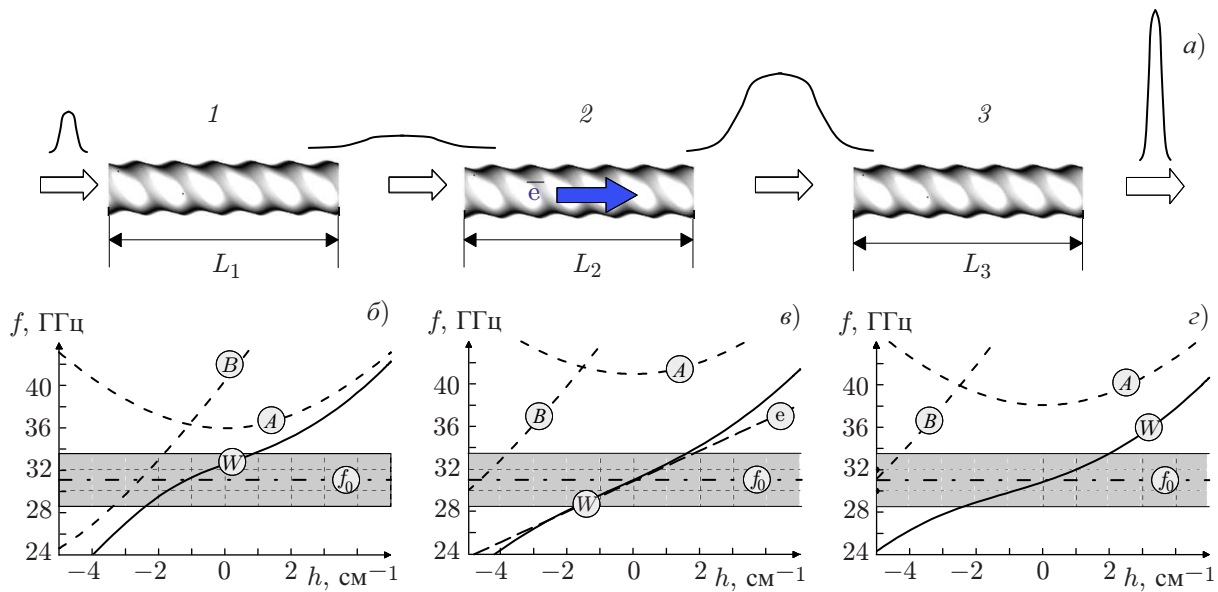


Рис. 1. (а) Принципиальная схема реализации СРА метода на основе волноводов с многозаходной винтовой гофрировкой (1 — стретчер, 2 — усилитель, 3 — компрессор). Дисперсионные характеристики парциальных волн ( $A$  и  $B$ ), нормальной волны ( $W$ ) и электронного пучка ( $e$ ) в стретчере (б), усилителе (в) и компрессоре (з). Затемнённая область соответствует рабочей полосе частот с центральной частотой  $f_0$

где  $z$  — продольная координата,  $\varphi$  — азимутальный угол в поперечной плоскости,  $r_0$  — средний радиус волновода,  $\bar{m}$  — число заходов,  $\bar{h} = 2\pi/d$ ,  $\bar{r}$  и  $d$  — амплитуда и период гофрировки соответственно. В условиях брэгговского резонанса

$$\bar{m} = m_A + m_B, \quad \bar{h} \approx h_B \quad (2)$$

такая гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух противоположно вращающихся  $TE_{m,n}$ -мод цилиндрического волновода [6], первая из которых является квазикритической ( $A$ ), а вторая — бегущей ( $B$ ). Электрические поля парциальных волн можно представить в виде

$$\mathbf{E}_A = \text{Re}\{A(z, t)\mathbf{E}_\perp^A(r) \exp[i(\omega_A t - m_A \varphi)]\}, \quad \mathbf{E}_B = \text{Re}\{B(z, t)\mathbf{E}_\perp^B(r) \exp[i(\omega_A t - h_0 z - m_B \varphi)]\}, \quad (3)$$

где  $A(z, t)$  и  $B(z, t)$  — медленно меняющиеся по координате  $z$  и во времени  $t$  амплитуды полей, функции  $\mathbf{E}_\perp^A(r)$  и  $\mathbf{E}_\perp^B(r)$  описывают радиальную структуру соответствующих мод гладкого цилиндрического волновода. Здесь  $m_A$  и  $m_B$  — азимутальные индексы мод,  $\omega_A$  — частота квазикритической моды, выбранная за несущую частоту,  $h_0 = h_B(\omega_A)$  — продольное волновое число бегущей парциальной волны  $B$  на несущей частоте.

Распространение и эволюция импульса в стретчере и компрессоре могут быть описаны при помощи системы эволюционных уравнений [15]

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} - 2i \frac{\kappa_A}{c} \frac{\partial a}{\partial t} = 2\sigma \kappa_A^2 b + \frac{i\kappa_A^2}{Q_{\text{ohm}}} a, \quad (4a)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial t} \right) b - i(\bar{h} - h_0) b = i \frac{\kappa_A^2}{h_0} \sigma a. \quad (46)$$

Здесь  $a = eA\sqrt{N_A}/(m_e c^2 \kappa_A)$  и  $b = eB\sqrt{N_B}/(m_e c^2 \kappa_B)$  — нормированные амплитуды парциальных волн,

$$\sigma = \frac{\tilde{r}}{2r_0} \frac{\nu_B^2 - m_A m_B}{\sqrt{(\nu_A^2 - m_A^2)(\nu_B^2 - m_B^2)}}$$

— параметр связи волн на гофрированной поверхности волновода,  $Q_{\text{ohm}} = r_0 \delta_{\text{skin}}^{-1} (1 - m_A^2/\nu_A^2)$  — омическая добротность,  $N_j = (\nu_j^2 - m_j^2) J_{m_j}^2(\nu_j)$  — нормы парциальных волн ( $j = A, B$ ),  $J_m$  — функция Бесселя  $m$ -го порядка,  $\nu_j = \kappa_j r_0$  — корни уравнений  $dJ_{m_A}(\nu_A)/dx = dJ_{m_B}(\nu_B)/dx = 0$ ,  $\delta_{\text{skin}}$  — глубина скин-слоя,  $V_{\text{gr}} = h_0 c/\kappa_A$  — групповая скорость бегущей волны  $B$ ,  $\kappa_A = \omega_A/c$ ,  $\kappa_B = \omega_B/c$ ,  $c$  — скорость света в вакууме,  $e$  — элементарный заряд,  $m_e$  — масса покоя электрона.

Далее, в разделе 2, численное моделирование растяжения и сжатия СВЧ импульсов проводилось с использованием уравнений (4). Однако аналогично работе [14] предварительный подбор геометрических параметров волноводов с многозаходной гофрировкой был выполнен на основе анализа дисперсионных характеристик нормальной волны  $W$ , дисперсионное уравнение для которой может быть получено из системы уравнений (4) при записи амплитуд парциальных волн в форме  $\{a, b\} \propto \exp(i\Omega t - ihz)$  (ср. [7]):

$$\left( \Omega - \frac{h^2 c^2}{2\omega_A} \right) [\Omega - V_{\text{gr}}(h + \bar{h} + h_0)] = \sigma^2 \omega_A^2, \quad (5)$$

Здесь  $\Omega = \omega - \omega_A$  — отстройка частоты излучения от несущей частоты,  $h$  — продольное волновое число. При этом для согласования дисперсионных характеристик стретчера и компрессора можно использовать кинематический подход, который заключается в представлении входного импульса в виде набора частиц, имеющих скорости, равные групповым скоростям спектральных компонент в диспергирующей линии  $V_{\text{gr}} = (dh/d\omega)^{-1}$ . В этом случае эволюция плоской волны  $u(z, t) = U(z, t) \exp[i\omega t - ih(\omega)z]$  в линейной диспергирующей среде может быть представлена в виде (см., например, [16])

$$u(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int u_0(t') \exp[i\omega(t - t') - ih(\omega)z] dt' d\omega, \quad (6)$$

где  $u_0(t) = u(z = 0, t)$  — входной сигнал. Восстановление формы сигнала при прохождении через систему стретчер–компрессор эквивалентно выполнению соотношения

$$|u_0(t - \tau_d)| = \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} u_0(t') \exp[i\omega(t - t') - i\psi(\omega)] dt' d\omega \right|, \quad (7)$$

где  $\psi(\omega) = h_1(\omega)L_1 + h_3(\omega)L_3$  — суммарный набег фазы,  $L_1$  и  $L_3$  — длины соответствующих секций (см. рис. 1а),  $h_1(\omega)$  и  $h_3(\omega)$  — их дисперсионные характеристики, определяемые соотношением (5). Для выполнения условия (7) необходимо, чтобы функция  $\psi(\omega)$  была линейной:  $\psi(\omega) = \tau_d \omega + \alpha$ , где время задержки  $\tau_d$  представляет собой время прохода импульса по системе. Соответственно, условие восстановления формы сигнала (7) можно переписать в виде

$$\frac{\partial^2 \psi(\omega)}{\partial \omega^2} = \frac{\partial^2 h_1(\omega)}{\partial \omega^2} L_1 + \frac{\partial^2 h_3(\omega)}{\partial \omega^2} L_3 = 0. \quad (8)$$

В рамках кинематического подхода параметры стретчера подбирались таким образом, чтобы «частицы» разбегались с наибольшей скоростью, обеспечивая эффективное растяжение сигнала,

в то время как параметры компрессора выбираются из условия минимизации интеграла

$$\int_{\omega_1}^{\omega_2} \left[ \frac{\partial^2 h_1(\omega)}{\partial \omega^2} L_1 + \frac{\partial^2 h_3(\omega)}{\partial \omega^2} L_3 \right] d\omega, \quad (9)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — границы рабочей полосы частот.

В усилителе, в качестве которого в рассматриваемой системе выступает giro-ЛБВ на основе спирально гофрированного волновода, связка парциальных мод (3) селективно возбуждается приосевым электронным пучком, частицы которого движутся в однородном магнитном поле  $\mathbf{H} = H\mathbf{z}_0$  ( $\mathbf{z}_0$  — орт оси  $z$ ) по винтовым траекториям вокруг общей оси, совпадающей с осью электродинамической системы. Такие пучки в условиях циклотронного резонанса  $\omega \approx \omega_A \approx s\omega_H$  взаимодействуют только с попутно вращающимися модами цилиндрического волновода с азимутальным индексом  $m$ , совпадающим с номером циклотронной гармоники  $s$  [17], возбуждая при этом непосредственно квазикритическую моду  $A$ . Здесь  $\omega_H = eH/(m_e c \gamma)$  — релятивистская гирочастота,  $\gamma$  — лоренц-фактор. Для описания усиления электромагнитного импульса в такой системе может быть использована самосогласованная система уравнений, в которой эволюционные уравнения для амплитуд парциальных волн дополнены уравнениями движения частиц (см. [15]):

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} - 2i \frac{\kappa_A}{c} \frac{\partial a}{\partial t} = 2\sigma \kappa_A^2 b + \frac{i\kappa_A^2}{Q_{\text{ohm}}} a + i \frac{4eI_b}{\pi m_e c^3} \frac{\kappa_A^2}{\beta_{\parallel 0} \sqrt{N_A}} \frac{s^s}{2^s s!} \int_0^{2\pi} p_+^s d\theta_0, \quad (10a)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial t} \right) b - i(\bar{h} - h_0) b = i \frac{\kappa_A^2}{h_0} \sigma a, \quad (10б)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel 0}} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_+ + i \frac{\kappa_A}{2\beta_{\parallel 0}} \frac{p_+}{s} (\Delta + |p_+|^2 - \beta_{\perp 0}^2) = \frac{s^s}{2^s s!} \frac{\kappa_A}{\beta_{\parallel 0} \sqrt{N_A}} a (p_+^*)^{s-1}. \quad (10в)$$

Здесь  $p_+ = (p_x + ip_y) \exp[-i\omega_A t + i(m_A - s)\varphi]/(m_e c)$  — нормированный комплексный поперечный импульс электронов,  $\theta_0$  — начальная фаза циклотронного вращения,  $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0} c$  и  $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0} c$  — начальные продольная и поперечная скорости частиц соответственно,  $I_b$  — ток электронного пучка,  $\Delta = 2(\omega_A - s\omega_{H_0})/\omega_A$  — расстройка циклотронного резонанса,  $\omega_{H_0}$  — невозмущённая гирочастота, индекс  $*$  означает комплексное сопряжение. Остальные обозначения совпадают с использованными выше при записи уравнений (4).

Полагая, что на вход усилителя подаётся равномерно распределённый по фазам циклотронного вращения пучок электронов, не имеющий начального разброса скоростей, граничные условия для пучка представим в виде

$$p(z=0) = p_{\perp 0} \exp(i\theta_0), \quad \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (11)$$

Будем также считать, что для квазикритических волн  $A$  на границах каждой секции  $z_{\text{in}}$ ,  $z_{\text{out}}$  выполнено безотражательное граничное условие [18]:

$$\left( a \mp \frac{c}{\sqrt{2\pi i \omega_A}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial a(z, t')}{\partial z} dt' \right) \Big|_{z=z_{\text{in}}, z_{\text{out}}} = 0. \quad (12)$$

В соответствии со схемой на рис. 1 ввод импульса в систему и вывод из неё, а также передача излучения между секциями осуществляется посредством бегущей парциальной волны  $B$ . Соответственно, граничные условия для амплитуды указанной волны имеют следующий вид:

$$b_2^{\text{in}}(t) = b_1^{\text{out}}(t) S_{12} \exp(i\delta_2 t), \quad b_3^{\text{in}}(t) = b_2^{\text{out}}(t) S_{23} \exp(i\delta_3 t). \quad (13)$$

Начальный импульс с амплитудой  $b_0$  и длительностью  $T$  по популяции задаётся в виде

$$b_1^{\text{in}}(t) = b_0 \sin^2[\pi t/(2T)] \exp(i\delta_1 t). \quad (14)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 обозначают параметры стретчера, усилителя и компрессора соответственно,  $\delta_1 = \omega_0 - \omega_{A1}$ ,  $\delta_2 = \omega_{A1} - \omega_{A2}$ ,  $\delta_3 = \omega_{A2} - \omega_{A3}$  представляют собой отстройки центральной частоты  $\omega_0$  усиливаемого импульса от критической частоты  $\omega_A$  запёртой моды  $A$  в каждой из секций,  $S_{12}$  и  $S_{23}$  — коэффициенты передачи, которые позволяют учесть потери в межсекционных преобразователях мод, а также отличие нормировочных коэффициентов для бегущей волны в различных секциях.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование на основе приведённых выше уравнений проводилось с использованием параметров, близких к параметрам экспериментально реализованной гиро-ЛБВ диапазона 30 ГГц [11] с шириной полосы усиления около 15 % и коэффициентом усиления до 25 дБ, в которой трёхзаходная винтовая гофрировка связывает бегущую ( $\text{TE}_{1,1}$ ) и квазикритическую ( $\text{TE}_{2,1}$ ) моды невозмущённого цилиндрического волновода. Моделирование проводилось для начального импульса с центральной частотой, близкой к 30 ГГц, пиковой мощностью 300 Вт и длительностью 200 пс (ширина спектра составляет около 10 %, что позволяет избежать искажений на краях полосы усиления). При расчёте омических потерь глубина скин-слоя выбиралась равной  $\delta_{\text{skin}} = 0,33$  мкм на частоте около 30 ГГц, что соответствует идеальной меди. Моделирование показало, что при использовании в стретчере и компрессоре волноводов с трёхзаходной спиральной гофрировкой омические потери достигают 40 %. Применение пятизаходной гофрировки, связывающей бегущую ( $\text{TE}_{3,1}$ ) и квазикритическую ( $\text{TE}_{2,2}$ ) моды в волноводе с увеличенным средним радиусом  $r_0$ , позволяет снизить суммарные омические потери до 15 %.

Геометрические параметры спирально гофрированных волноводов трёх секций приведены в табл. 1. Параметры стретчера выбирались из условия максимального растяжения входного сигнала. Выбор параметров в усилительной секции делался из соображений обеспечения максимальной ширины полосы усиления, реализующейся в режиме касания дисперсионной линии электронного пучка,

$$\Omega = s\omega_0 + hV_{\parallel 0} - \omega_A, \quad (15)$$

и дисперсионной кривой нормальной волны  $W$ , групповая скорость которой в широкой области должна быть практически одинаковой и равной поступательной скорости частиц. Отметим, что режим касания обеспечивает максимально широкую полосу усиления в экспериментально реализованных и проектируемых гиро-ЛБВ со спиральными волноводами [8–12].

Таблица 1. Параметры спирально гофрированных волноводов в различных секциях микро-волновой СРА-системы с рабочей частотой 30 ГГц

|                | Связка мод<br>(бегущая/квази-<br>критическая) | Длина<br>секции<br>$L$ , см | Средний<br>радиус<br>$r_0$ , мм | Период<br>гофрировки<br>$d$ , мм | Амплитуда<br>гофрировки<br>$\tilde{r}$ , мм |
|----------------|-----------------------------------------------|-----------------------------|---------------------------------|----------------------------------|---------------------------------------------|
| Стретчер (1)   | $\text{TE}_{3,1}/\text{TE}_{2,2}$             | 100                         | 8,90                            | 8,93                             | 2,02                                        |
| Усилитель (2)  | $\text{TE}_{1,1}/\text{TE}_{2,1}$             | 27                          | 3,56                            | 7,36                             | 1,47                                        |
| Компрессор (3) | $\text{TE}_{3,1}/\text{TE}_{2,2}$             | 100                         | 8,41                            | 6,82                             | 4,05                                        |

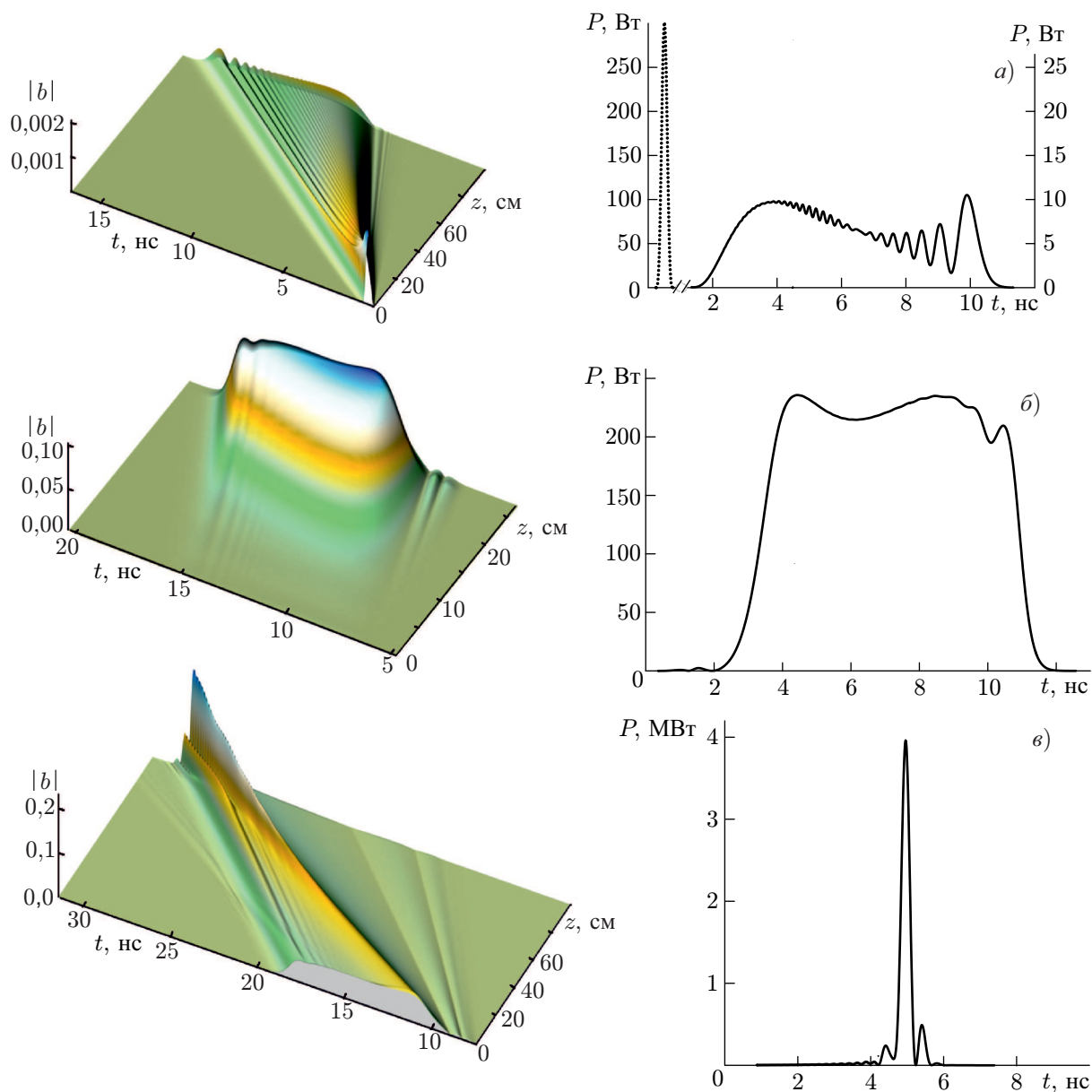


Рис. 2. Эволюция входного сигнала (показан пунктирной линией) в рабочем пространстве трёх секций микроволновой СРА-системы (левая колонка) и временная зависимость мощности излучения (правая колонка) на выходе соответствующих секций: стретчер (а), усилитель (б) и компрессор (в)

Предварительный подбор параметров компрессора осуществлялся на основе условия максимального восстановления исходной формы сигнала (9). Однако следует отметить, что при выводе (9) не учитывались искажения сигнала в секции усиления, для которой в условиях достижения максимальной пиковой мощности выходного излучения оказывается оптимальным нелинейный режим взаимодействия. Уточнение параметров компрессора для этого случая осуществлялось на основе эволюционных уравнений (4) и (10). При этом возможность высокоэффективной компрессии усиленного сигнала сложной формы обусловлена достаточно большой вариативностью дисперсионных характеристик спирально-гофрированных волноводов.

На рис. 2 представлены результаты моделирования эволюции входного сигнала в каждой секции исследуемой системы.

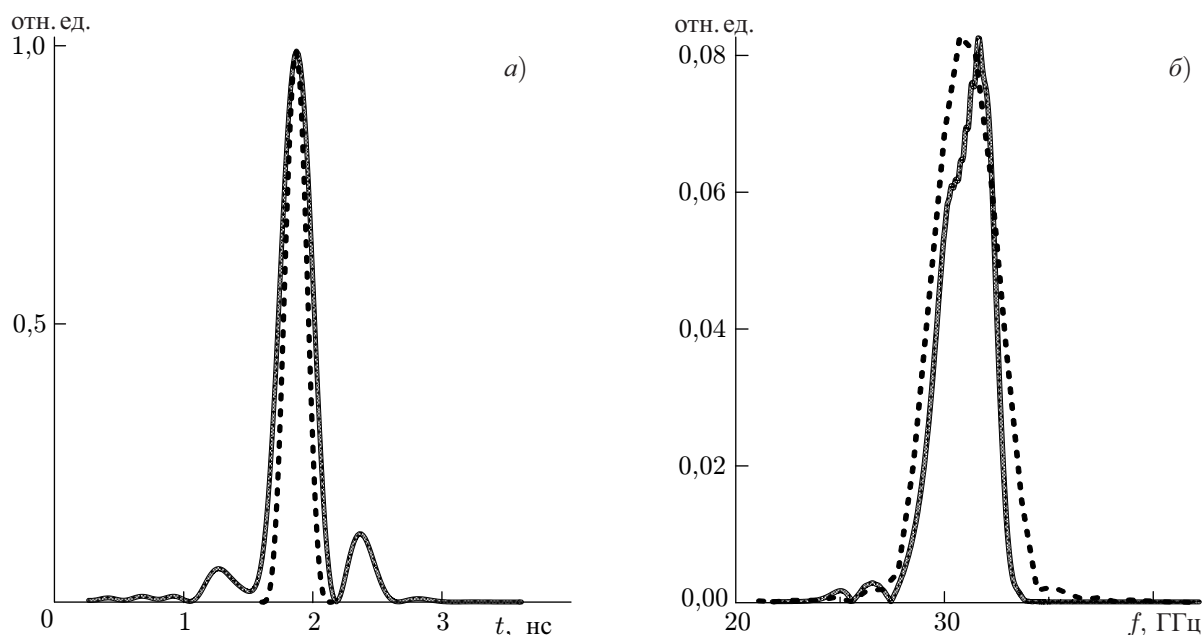


Рис. 3. Сравнение формы (а) и спектра (б) входного (пунктирная линия) и выходного сигнала СРА-системы

На первой стадии входной импульс, имеющий поперечную структуру  $TE_{3,1}$ -моды гладкого волновода, инжектируется в секцию 1 (стретчер), дисперсионная кривая нормальной волны в котором показана на рис. 1б. Согласно результатам моделирования, при длине стретчера 100 см начальный импульс растягивается примерно в 20 раз до длительности 4,6 нс (см. рис. 2а).

После стретчера растянутый импульс проходит через преобразователь  $TE_{3,1} \rightarrow TE_{1,1}$  и поступает в усилитель (секция 2), который запитывается электронным пучком с энергией 68 кэВ, током 10 А и питч-фактором 1,2, что соответствует экспериментальным условиям [11]. При параметрах гофрировки, указанных в табл. 1, режим касания в полосе около 15 % при взаимодействии на второй циклотронной гармонике ( $s = 2$ ) обеспечивается при значении ведущего магнитного поля  $H_0 = 6,1$  кЭ (см. рис. 1в). После прохождения усилителя пиковая мощность импульса увеличивается до 230 кВт, а его длительность — до 7,1 нс (см. рис. 2б). Рост длительности импульса и некоторое искажение его формы обусловлены нелинейным режимом работы усилителя, который оказывается более оптимальным по сравнению с линейным режимом, в котором форма сигнала сохраняется. Это связано с тем, что с точки зрения получения максимальной пиковой мощности для СРА-схемы важен не столько коэффициент усиления, сколько полная энергия, приобретённая импульсом в усилителе. Несмотря на некоторое снижение коэффициента усиления в слабонелинейном режиме эта энергия может быть больше за счёт увеличения длительности импульса. Искажения формы сигнала, возникающие при этом, могут быть частично скомпенсированы на стадии компрессии за счёт подбора параметров диспергирующей линии соответствующего элемента СРА-системы.

Далее предполагается, что после усилителя сигнал проходит через преобразователь  $TE_{1,1} \rightarrow TE_{3,1}$  и подаётся на вход компрессора (секция 3). Дисперсионная кривая нормальной волны в компрессоре с параметрами, подобранными из условия наибольшей контрастности выходного импульса, представлена на рис. 1г. Согласно результатам моделирования (см. рис. 2в), после прохождения через компрессор с длиной 100 см происходит восстановление первоначальной формы импульса. При этом пиковая мощность выходного сигнала с длительностью около 260 пс составляет  $P \approx 4$  МВт, в то время как в той же giro-ЛБВ без предварительного растяжения и по-



следующей компрессии значение пиковой мощности усиленного сигнала не превышает 250 кВт. Сравнение формы и спектра входного и выходного импульсов приведено на рис. 3. Отметим, что даже при использовании линейного режима работы усилителя будут иметь место небольшие искажения формы сигналы в полной СРА-схеме вследствие невозможности идеального согласования дисперсионных характеристик стретчера и компрессора. При этом, однако, пиковая мощность выходного сигнала снижается и, согласно оценкам, для рассматриваемой системы не превышает 3 МВт.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе продемонстрирована принципиальная возможность применения метода СРА в микроволновом диапазоне с использованием спирально гофрированных волноводов в каждой секции. Показано, что для параметров экспериментально реализованного усилителя диапазона 30 ГГц пиковая мощность ультракороткого импульса в СРА-схеме может быть примерно в 15 раз выше, чем в случае непосредственного усиления в аналогичном усилителе (спиральной giro-ЛБВ) в отсутствие стретчера и компрессора. При этом пиковая мощность выходных сигналов может существенно превышать мощность запитывающего усилительную секцию электронного пучка. В частности, в рассмотренном случае достигаются коэффициенты конверсии (отношение пиковой мощности выходного излучения к мощности пучка [19]) порядка 6. По указанному показателю СРА-метод существенно превосходит как однопроходные усилители (в которых коэффициент конверсии, как правило, не превышает 0,5), так и генераторы черенковского сверхизлучения (в которых коэффициент конверсии составляет в зависимости от диапазона  $1,2 \div 1,7$  [20, 21]).

Отметим в заключение, что для формирования затравочных сигналов в петаваттных лазерных СРА-комплексах широко используются задающие генераторы с насыщающимся поглотителем в цепи обратной связи, в которых реализуется механизм пассивной синхронизации мод. В настоящее время электронные СВЧ генераторы с таким же механизмом формирования последовательностей коротких импульсов находятся в стадии экспериментальной разработки [22, 23]. В частности, согласно расчётам, проведённым в [23], такие генераторы позволяют формировать субнаносекундные ( $200 \div 250$  пс) импульсы с центральной частотой около 30 ГГц, что позволяет рассматривать их как один из источников входных сигналов для предложенной в данной работе СРА-схемы. Поскольку ширина спектра таких импульсов совпадает с использованной при расчётах, отличие их формы от (14) не должно сильно влиять на пиковую мощность выходного излучения. В то же время для максимального воспроизведения формы входного сигнала в этом случае должна быть проведена дополнительная оптимизация элементов СРА-схемы с целью наилучшего согласования стретчера и компрессора согласно формуле (9). Отметим, что для спирально гофрированных волноводов за счёт подбора параметров гофрировки можно изменять дисперсию рабочей волны в широких пределах, что облегчает обозначенную выше задачу.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-08-00717), а также частично в рамках госзадания (тема 0035-2019-0001).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Strickland D., Mourou G. // Opt. Comm. 1985. V. 56. P. 219.
2. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., et al. // Laser Phys. Lett. 2007. V. 4, No. 6. P. 421.

3. Коржиманов А. В., Гоносков А. А., Хазанов Е. А., Сергеев А. М. // Успехи физ. наук. 2011. Т. 181. С. 9.
4. Danson C., Hillier D., Hopps N., Neely D. // High Power Laser Science and Engineering. 2015. V. 3. Art. no. E3.
5. Brookner E. // Scientific American. 1985. V. 252, No. 2. P. 94.
6. Cooke S. J., Denisov G. G. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. P. 519.
7. Denisov G. G., Bratman V. L., Phelps A. D. R., Samsonov S. V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. P. 508.
8. Bratman V. L., Cross A. W., Denisov G. G., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84, No. 12. P. 2746.
9. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Самсонов С. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 2. С. 104.
10. He W., Donaldson C. R., Li F., et al. // Terahertz Science and Technology. 2011. V. 4, No. 1. P. 9.
11. Samsonov S. V., Gachev I. G., Denisov G. G., et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. V. 61, No. 12. P. 4264.
12. He W., Donaldson C. R., Zhang L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119, No. 18. Art. no. 184801.
13. Samsonov S. V., Phelps A. D. R., Bratman V. L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92, No. 11. Art. no. 118301.
14. Burt G., Samsonov S. V., Phelps A. D. R., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33, No. 2. P. 661.
15. Ginzburg N. S., Zotova I. V., Sergeev A. S., et al. // Physics Plasmas. 2015. V. 22. Art. no. 113111.
16. Hecht E. Optics. 4th ed. Reading: Pearson Addison Wesley, 2004. 680 p.
17. Братман В. Л., Калынов Ю. К., Мануилов В. Н., Самсонов С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 10–11. С. 823.
18. Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Сергеев А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 1. С. 106.
19. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Ростов В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, вып. 6. С. 314.
20. Korovin S. D., Eltchaninov A. A., Rostov V. V., et al. // Phys. Rev. E. 2006. V. 74, Iss. 1. Art. no. 016501.
21. Rostov V. V., Romanchenko I. V., Pedos M. S., et al. // Physics Plasmas. 2016. V. 23. Art. no. 093103.
22. Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Абубакиров Э. Б. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 8–9. С. 680.
23. Ginzburg N. S., Denisov G. G., Vilkov M. N., et al. // Physics Plasmas. 2017. V. 24, No. 2. Art. no. 023103.

Поступила в редакцию 22 мая 2019 г.; принята в печать 30 августа 2019 г.

## STRETCHING, AMPLIFICATION, AND COMPRESSION OF MICROWAVE PULSES USING HELICALLY CORRUGATED WAVEGUIDES

*N. S. Ginzburg, L. A. Yurovsky, M. N. Vilkov, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, S. V. Samsonov, and I. V. Yakovlev*

We demonstrate the possible implementation of the chirped pulse amplification (CPA) method, which is widely used in optics, for the microwave frequency band. This method is based on the preliminary elongation of the incident pulse in the stretcher, sequential amplification of spectral components

in a wideband amplifier, and final compression in a line with negative dispersion (compressor). A circuit is considered in which multifold, helically corrugated waveguides are used as an operating space in each section, including a stretcher, an amplifier, and a compressor. The dispersion characteristics of such waveguides can vary significantly when its geometrical parameters are changed, which makes it possible to ensure optimal dispersion characteristics in the stretcher and compressor, as well as the largest gain bandwidth in the amplifier. In addition, these dispersive elements allow us to avoid spurious reflection of the signal due to the absence of a stopband in the operating frequency range. Simulations within the framework of the coupled-wave approach showed the prospects of the circuit proposed. In particular, using an experimentally realized 30-GHz gyro-TWT, the peak power of a 200-ns, 300-W incident pulse can be increased up to 4 MW, which is about six times higher than the power of the driving electron beam. With direct amplification (in the absence of a stretcher and a compressor) of the specified incident pulse in the same gyro-TWT, the output peak power does not exceed 250 kW.