

УДК 537.86+621.385.63

ГЕНЕРАТОРЫ МОЩНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПРОСВЕТЛЯЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

*Н. С. Гинзбург**, *Г. Г. Денисов*, *Э. Б. Абубакиров*, *М. Н. Вилков*,
И. В. Зотова, *А. С. Сергеев*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Теоретически исследован механизм формирования мощных ультракоротких микроволновых импульсов, основанный на эффекте пассивной синхронизации мод в электронных генераторах, в цепь обратной связи которых включён нелинейный насыщающийся поглотитель (амплитудный фильтр). Рассматриваемый механизм является аналогом известного метода генерации ультракоротких импульсов, широко используемого в лазерной физике. Тем не менее существует определённая специфика реализации этого метода в электронных генераторах, связанная с движением активной среды (электронного потока). В работе показано, что применительно к вакуумной электронике данный метод имеет достаточно универсальный характер и для практической реализации генераторов ультракоротких импульсов в качестве активного элемента могут быть использованы различные типы как релятивистских, так и субрелятивистских усилителей, работающих в диапазонах длин волн от сантиметрового до субмиллиметрового. В дополнительной секции, играющей роль насыщающегося поглотителя, может быть использован либо эффект компферновского поглощения, либо эффект циклотронного резонансного поглощения излучения прямолинейным электронным пучком. На основе численного моделирования показано, что в электронных генераторах с пассивной синхронизацией мод пиковая мощность ультракоротких импульсов может существенно превышать мощность, достигаемую в стационарных режимах генерации, а в ряде случаев — мощность электронного потока.

ВВЕДЕНИЕ

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на эффекте пассивной синхронизации мод [1–4]. Указанный эффект реализуется при установке в резонатор лазера нелинейного элемента (амплитудного фильтра), поглощающего излучение с малой амплитудой и прозрачного для излучения с большой интенсивностью. В результате происходит синхронизация мод резонатора, при которой излучение лазера представляет собой периодическую последовательность ультракоротких импульсов с высокой мощностью.

Как показано в работах [5, 6], указанный метод генерации УКИ может быть перенесён в вакуумную электронику. При этом генератор УКИ должен состоять из активного элемента (электронного усилителя) и нелинейного насыщающегося поглотителя, включённого в цепь обратной связи. Предлагаемая схема имеет достаточно универсальный характер и может быть реализована на основе широкого класса усилителей, включая черенковские лампы бегущей волны (ЛБВ), гиросилители (мазеры на циклотронном резонансе, МЦР), лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) с непрерывной электронной инжекцией и т. д. Что касается насыщающегося поглотителя, то при относительно низком уровне мощности в несколько киловатт в качестве него могут быть использованы газовые среды [7], в которых нелинейность поглощения обусловлена насыщением переходов между вращательными уровнями молекул. В то же время с точки зрения генерации импульсов с высокой мощностью (мегаваттного и гигаваттного уровня) нелинейное поглощение

* ginzburg@appl.sci-nnov.ru

может быть реализовано в дополнительной секции генератора УКИ, запитываемой независимым электронным пучком. В работе [6] показано, что необходимый эффект может быть достигнут при циклотронном поглощении излучения первоначально прямолинейным замагниченным электронным пучком, когда насыщение поглощения обусловлено релятивистской зависимостью гиро-частоты от энергии частиц [8]. Вместе с тем представляется привлекательным использование в качестве нелинейного поглотителя элемента, аналогичного по механизму электронно-волнового взаимодействия усилительному элементу. При этом требуемые характеристики обеспечиваются соответствующим подбором параметров, в первую очередь расстройки синхронизма. В частности, для черенковских ЛБВ хорошо известен режим компфнеровского поглощения [9], реализующийся в области расстроек синхронизма, при которых фазовая скорость волны превосходит поступательную скорость электронов.

В настоящей работе рассмотрено несколько схем генераторов УКИ, основанных на режиме пассивной синхронизации мод. В разделе 1 возможность импульсной генерации продемонстрирована в рамках универсальной модели электронных усилителей с преобладающей инерционной группировкой частиц и типичной для лазерных схем безынерционной моделью поглотителя с насыщающейся нелинейностью. В следующих разделах общие принципы переносятся на модели, более реалистичные с точки зрения экспериментальной реализации. В разделе 2 исследован генератор УКИ на основе релятивистской черенковской ЛБВ с компфнеровским поглотителем, что представляет интерес для генерации импульсов с мультигигаваттным уровнем мощности в сантиметровом диапазоне длин волн и длинноволновой части миллиметрового диапазона. В разделе 3 рассматривается схема, в которой в качестве активного элемента использована широкополосная гиро-ЛБВ с рабочим пространством в виде волновода с многозаходной винтовой гофрировкой. При этом нелинейное поглощение реализуется в дополнительной секции в условиях циклотронного резонанса с первоначально прямолинейным электронным пучком. Такие источники могут обеспечить импульсную генерацию с пиковой мощностью в сотни киловатт в миллиметровом диапазоне длин волн, а также перспективны для освоения субмиллиметрового диапазона длин волн.

1. УНИВЕРСАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАТОРА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Рассмотрим схему двухсекционного генератора УКИ (см. рис. 1а), состоящую из электронного усилителя (секция 1), нелинейного поглотителя (секция 2) и полупрозрачного зеркала 3, которое возвращает часть излучения на вход усилителя по цепи обратной связи 4 с определённой временной задержкой t_d . Для исследования процессов генерации в данном разделе будем использовать достаточно общую модель электронных усилителей с преобладающей инерционной группировкой частиц [10]. В этих устройствах условие синхронизма электронов с попутной волной, электрическое поле которой равно

$$E = \operatorname{Re} \{ A(z, t) \exp[i\omega t - ih(\omega)z] \}, \quad (1)$$

где $A(z, t)$ — медленно меняющаяся во времени t и по продольной координате z амплитуда волны, ω — несущая частота, $h(\omega)$ — волновое число, может быть представлено в виде

$$\omega - h(\omega)V_{||0} \approx \bar{\omega}, \quad (2)$$

где $V_{||0}$ — невозмущённая поступательная скорость частиц, $\bar{\omega}$ — частота осцилляций либо непосредственно самих электронов (гиро-ЛБВ, ЛСЭ), либо диполя, образованного прямолинейно дви-

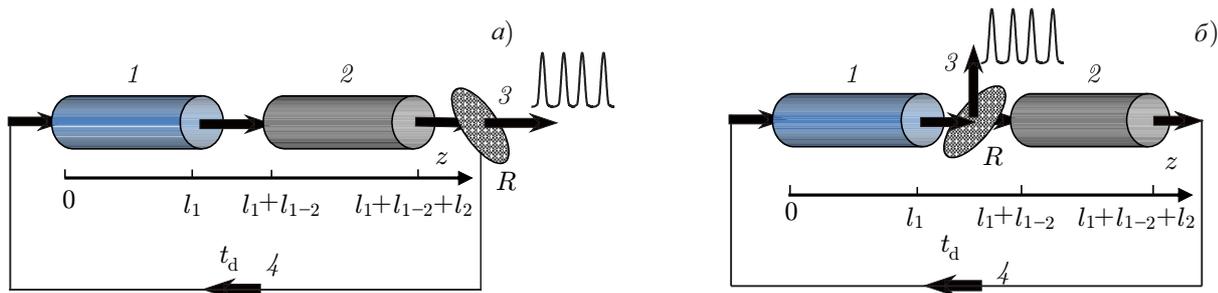


Рис. 1. Схемы генераторов ультракоротких импульсов, включающие электронный усилитель 1, просветляющийся поглотитель 2, частично прозрачное зеркало 3, которое выводит излучение в полезную нагрузку, и линию задержки 4. Вывод излучения осуществляется или после прохождения поглотителя (а), или непосредственно с выхода усилителя (б). Здесь R – коэффициент передачи, t_d – время задержки

жущейся частицей и её отражением в периодической замедляющей системе (черенковские ЛБВ). В последнем случае $\bar{\omega} = \hbar V_{||0}$, где $\hbar = 2\pi/d$, d – период структуры.

При использовании перечисленных приборов в качестве активного элемента генератора УКИ процесс усиления в первой секции на n -м проходе по цепи обратной связи может быть описан универсальной системой уравнений [10, 11], в которых учтено отличие групповой скорости волны $V_{gr} = d\omega/dh$ от поступательной скорости частиц:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial}{\partial t}\right) A_n = \frac{\omega}{c} \frac{eI_b \chi}{m_e c^3 \gamma_0 N} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[-i\theta(\theta_0)] d\theta_0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||0}} \frac{\partial}{\partial t}\right) u = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re} [\chi A_n \exp(i\theta)], \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||0}} \frac{\partial}{\partial t}\right) \theta = \frac{\omega}{c} (\Delta - \mu u). \quad (3)$$

Здесь A_n – амплитуда электрического поля волны на n -м проходе, $\theta = \omega t - hz - \int \bar{\omega} dt$ – фаза колебаний электронов относительно фазы синхронной попутной волны, θ_0 – начальное значение фазы, $u = 1 - \gamma/\gamma_0$ – относительное изменение энергии электронов, γ_0 – начальное значение релятивистского масс-фактора γ , c – скорость света, I_b – ток пучка, χ – коэффициент связи, пропорциональный поперечной скорости частиц в ЛСЭ и МЦР или амплитуде гофрировки в приборах черенковского типа, μ – параметр инерционной группировки (см. [10]), N – норма рабочей моды, Δ – начальная расстройка синхронизма, e – элементарный заряд, m_e – масса покоя электрона. При записи уравнений (3) предполагалось, что относительное изменение энергии электронов мало ($|u| \ll 1$), что и позволяет описать в универсальном виде процесс электронно-волнового взаимодействия в большом классе систем, основанных на различных механизмах индуцированного излучения.

Для дальнейшего анализа удобно ввести новые независимые переменные $z' = z$ и $t' = t - z/V_{||0}$, после перехода к которым уравнения (3) переписутся в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial z'} + S \frac{\partial}{\partial t'}\right) A_n = \frac{\omega}{c} \frac{eI_b \chi}{m_e c^3 \gamma_0 N} \int_0^{2\pi} \exp[-i\theta(\theta_0)] d\theta_0,$$

$$\frac{\partial u}{\partial z'} = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re} [\chi A_n \exp(i\theta)], \quad \frac{\partial \theta}{\partial z'} = \frac{\omega}{c} (\Delta - \mu u), \quad (4)$$

где $S = 1/V_{gr} - 1/V_{||0}$ – параметр проскальзывания, определяемый соотношением между поступательной скоростью частиц и групповой скоростью волны. На рис. 2 представлена диаграмма,

иллюстрирующая процесс распространения волны относительно электронного пучка в усилительной секции в переменных z' и t' . Электронные характеристики направлены параллельно оси z' . Наклонными стрелками показаны характеристики волны при двух значениях S . Видно, что при больших S (т.е. при больших отличиях групповой скорости волны от поступательной скорости частиц) на заданной длине усилителя в процесс взаимодействия вовлекается большее число электронных фракций.

Переходя далее к безразмерным переменным, представим уравнения (4) в виде

$$\frac{\partial a_n}{\partial Z} + \frac{\partial a_n}{\partial \zeta} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[-i\theta(\theta_0)] d\theta_0, \quad \frac{\partial \hat{u}}{\partial Z} = \text{Re} [a_n \exp(i\theta)], \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \hat{\Delta} - \hat{u}, \quad (5)$$

где $Z = C\omega z'/c$, $\zeta = \omega C t'/(cS)$, $a_n = \chi\mu C^{-2} A_n$, $C = [eI_b \chi^2 \mu / (m_e c^3 \gamma_0 N)]^{1/3}$ — параметр усиления (параметр Пирса), $\hat{u} = \mu C^{-1} u$, $\hat{\Delta} = C^{-1} \Delta$. Электронный КПД (коэффициент полезного действия) определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \langle \hat{u} \rangle_{\theta_0} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \hat{u}(Z = L_1) d\theta_0, \quad (6)$$

где $L_1 = \omega C l_1 / V_{||0}$ — нормированная длина области усиления (см. рис. 1).

Прохождение сигнала в поглощающей секции описывается уравнением

$$\frac{\partial a_n}{\partial Z} + \frac{\partial a_n}{\partial \zeta} + \sigma(a_n) a_n = 0. \quad (7)$$

Коэффициент поглощения σ зададим в виде, типичном для безынерционных насыщающихся поглотителей в оптике [4]:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \varepsilon |a_n|^2}, \quad (8)$$

где σ_0 и ε — безразмерные параметры.

В соответствии со схемой, представленной на рис. 1а, сигнал с выхода усилителя без потерь поступает на вход поглотителя:

$$a_n(L_1, \zeta) = a_n(L_1 + L_{1-2}, \zeta). \quad (9)$$

Далее, после отражения от частично прозрачного зеркала, он возвращается на вход усилителя с временной задержкой t_d :

$$a_{n+1}(0, \zeta) = R a_n(L_1 + L_{1-2} + L_2, \zeta - T). \quad (10)$$

Здесь $R < 1$ — коэффициент частичного отражения сигнала от зеркала (остальная доля мощности излучения уходит в полезную нагрузку), $T = \omega C t_d (c/V_{||0} - c/V_{gr})^{-1}$ — параметр задержки

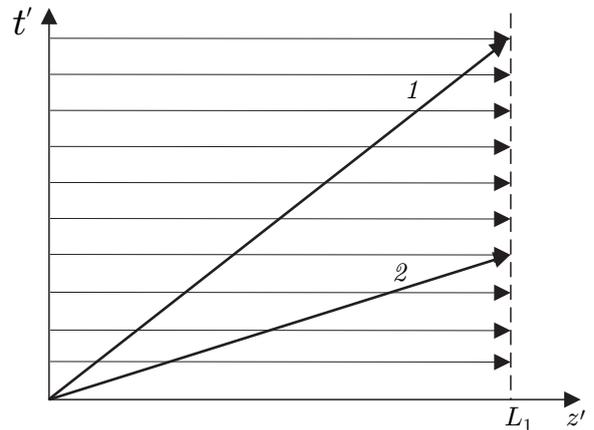


Рис. 2. Диаграмма, иллюстрирующая процесс распространения волны относительно электронного пучка в усилительной секции в переменных z' и t' . Электронные характеристики направлены параллельно оси z' . Наклонными стрелками 1 и 2 показаны характеристики волны при двух значениях S , отвечающих различному соотношению между групповой скоростью излучения и поступательной скоростью частиц (1 соответствует большему значению S , 2 — меньшему)

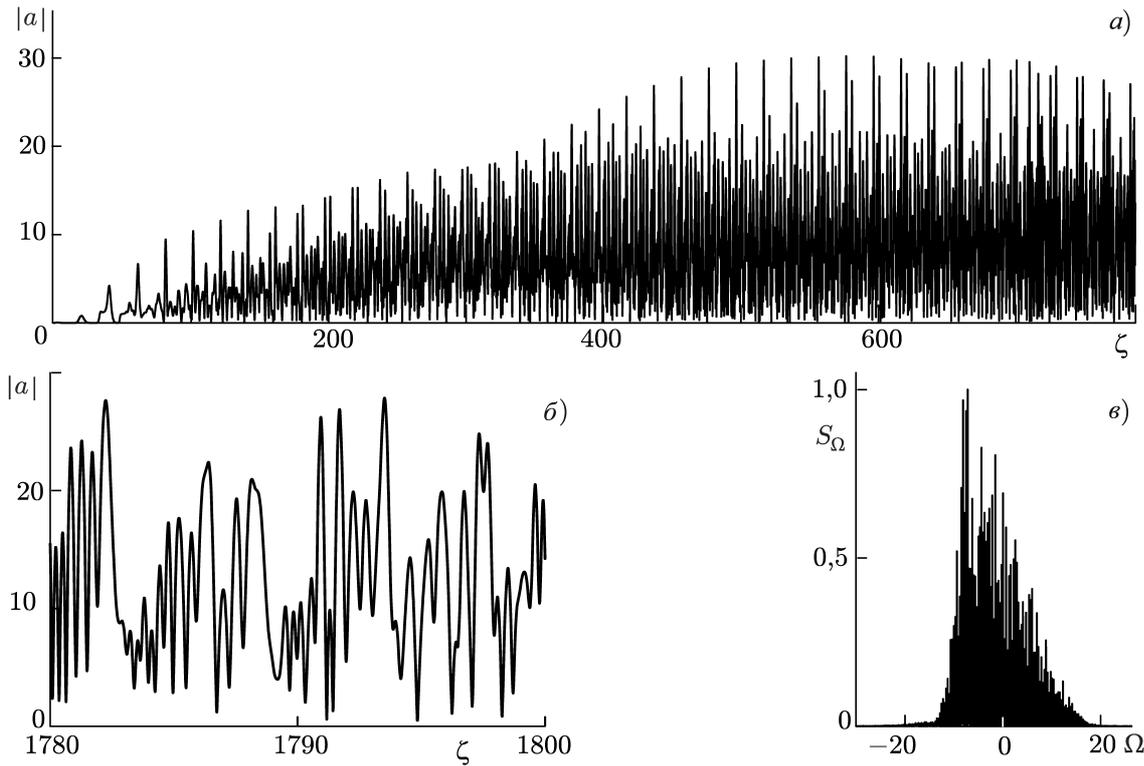


Рис. 3. Хаотический режим генерации, устанавливающийся при отсутствии поглощающей секции ($L_1 = 5$; $R = 0,9$; $T = 15$): временная зависимость амплитуды поля на выходе усилителя (а), то же в увеличенном масштабе (б), спектр излучения $S_\Omega = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} a(\tau) \exp(-i\Omega\tau) d\tau$ (в)

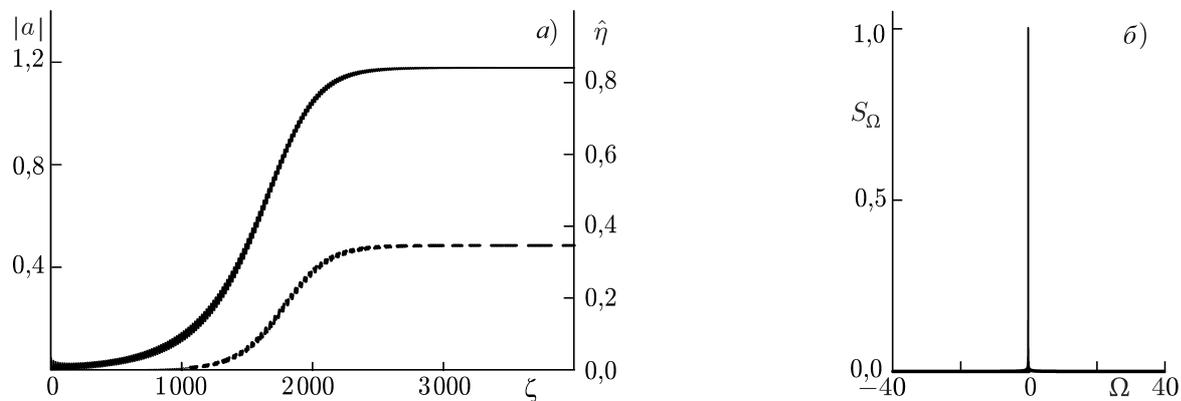


Рис. 4. Стационарный режим генерации при мягком самовозбуждении, устанавливающийся, когда насыщение поглощения во второй секции отсутствует ($\varepsilon = 0$) ($L_1 = L_2 = 5$; $R = 0,9$; $T = 15$; $\sigma_0 = 0,6$): а — зависимость от времени амплитуды излучения $|a|$, выводимого в полезную нагрузку (сплошная линия), и нормированного электронного КПД $\hat{\eta}$ (штриховая линия), б — спектр излучения

в цепи обратной связи, $L_2 = \omega Cl_2/V_{||0}$ — нормированная длина области поглощения, $L_{1-2} = \omega Cl_{1-2}/V_{||0}$ — нормированное расстояние между первой и второй секциями (далее задержка сигнала на этом участке не учитывается, т. е. считается, что $L_{1-2} = 0$).

Решение уравнений (5) и (7) с граничными условиями (9) и (10) показывает, что в зависимости от параметров исследуемая двухсекционная система обладает большим набором различ-

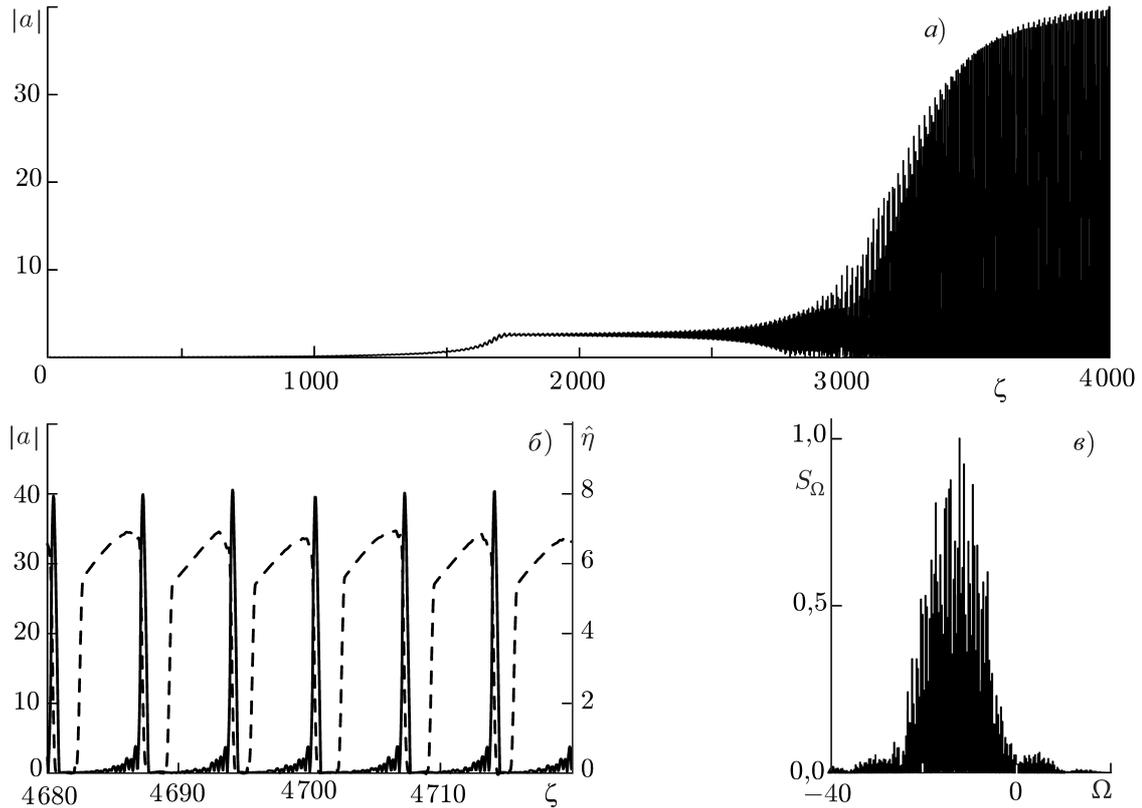


Рис. 5. Установление режима генерации УКИ при мягком самовозбуждении и учёте просветления поглотителя ($\epsilon = 0,25$; прочие параметры те же, что и на рис. 4): зависимость от времени амплитуды поля в процессе установления генерации (а), детальный профиль генерируемых импульсов (сплошная линия) и текущий электронный КПД (штриховая линия) в развёрнутом по времени масштабе (б), спектр излучения (в)

ных динамических режимов, включая стационарные и хаотические режимы генерации, а также режимы генерации регулярных последовательностей УКИ. При этом, в зависимости от уровня подавления малого сигнала в поглощающей секции, могут иметь место как мягкие, так и жёсткие режимы самовозбуждения. Если этот уровень таков, что с учётом линейного поглощения условия самовозбуждения генератора выполнены, то генерация (в том числе импульсно-периодическая) развивается из малых случайных начальных шумов:

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 + \bar{r} \cos \theta_0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \hat{u}|_{Z=0} = 0, \tag{11}$$

где $\bar{r} \ll 1$ — глубина шумовой модуляции. В противоположном случае генерация может развиваться только после подачи в систему достаточно мощного входного импульса, просветляющего поглотитель:

$$a|_{Z=0} = f_0(\zeta), \tag{12}$$

где функция $f_0(\zeta)$ описывает начальную форму указанного импульса.

Рисунки 3–5 иллюстрируют режимы генерации при мягком самовозбуждении для случая, когда длина усилительной секции $L_1 = 5$. В этих условиях при отсутствии поглощающей секции возвращение части сигнала на вход усилителя с временной задержкой $T = 15$ и коэффициентом передачи $R = 0,9$ приводит к установлению хаотического режима генерации (см. рис. 3). При введении в систему поглощающей секции с длиной $L_2 = 5$ и коэффициентом линейного поглощения

$\sigma_0 = 0,6$ характер режима генерации зависит от параметра нелинейного поглощения ε . На рис. 4 и 5 показаны временные зависимости амплитуды и электронного КПД в случаях, когда насыщение поглотителя отсутствует ($\varepsilon = 0$) и когда это насыщение принято во внимание ($\varepsilon = 0,25$). Видно, что в обоих случаях на начальной стадии имеет место самовозбуждение и установление стационарного режима генерации. В то же время при заданных прочих параметрах генератора учёт нелинейности в секции поглощения приводит к тому, что стационарный режим теряет устойчивость и происходит переход к режиму генерации периодической последовательности коротких импульсов с амплитудой, существенно превосходящей амплитуду в стационарном режиме.

Моделирование показывает (см. рис. 5б), что характерная безразмерная длительность элементарного импульса порядка единицы. Соответственно, в исходных, размерных, переменных указанная длительность определяется соотношением

$$\Delta t \sim \frac{cS}{\omega C} = \frac{1}{\omega C} \left| \frac{c}{V_{\text{gr}}} - \frac{c}{V_{\parallel 0}} \right|. \quad (13)$$

Нетрудно видеть, что в пренебрежении дисперсией длительность импульса задаётся шириной полосы усиления излучения электронным потоком. Действительно, при длине пространства взаимодействия l для поддержания электронно-волнового синхронизма должно быть выполнено условие $|\omega - h(\omega)V_{\parallel 0} - \bar{\omega}|l/V_{\parallel 0} \leq 2\pi$. Соответственно, учитывая, что характерная длина секции усиления определяется обратным инкрементом, для ширины полосы усиления $\delta\omega$ имеем $\delta\omega/\omega \leq \leq 2\pi C(c/V_{\text{gr}} - c/V_{\parallel 0})^{-1}$, откуда нетрудно получить выражение (13). Важно отметить, что длительность импульса зависит от соотношения между групповой скоростью волны и поступательной скоростью частиц, т.е. от параметра проскальзывания S . При приближении величины V_{gr} к $V_{\parallel 0}$ (малые значения S) длительность импульса сокращается, а при отстройке указанных скоростей (большие значения S) — увеличивается.

Не менее существенно влияние параметра проскальзывания S на процессы энергообмена. Действительно, при $V_{\text{gr}} \neq V_{\parallel 0}$ формирующийся электромагнитный импульс смещается по электронному потоку и последовательно отбирает энергию у различных электронных фракций (см. рис. 6), не имеющих (с точностью до шумовой компоненты) модуляции по энергии и плотности частиц. Как уже указывалось выше (см. рис. 2), при фиксированной длине усилителя число фракций, участвующих в процессе энергообмена, очевидным образом зависит от параметра S , увеличиваясь по мере отстройки групповой скорости волны от поступательной скорости частиц. При этом каждая фракция отдаёт одинаковое количество энергии (см. рис. 7а). Соответственно, пропорционально S растёт и полная энергия, запасённая в элементарном импульсе. Однако, поскольку согласно (13) в такой же пропорции увеличивается и длительность импульса, пиковая амплитуда не зависит от параметра S . Формально этот вывод подтверждается тем, что при моделировании указанного процесса в нормированных переменных Z и ζ параметр S в явном виде в рассмотрение не входит. Следует подчеркнуть, что проведённое рассуждение не распространяется на случай точного группового синхронизма $S = 0$, анализ которого требует отдельного рассмотрения, включающего учёт дисперсии групповых скоростей¹.

Важно отметить, что для случая одиночных микроволновых импульсов механизм нестационарного усиления, аналогичный описанному выше и реализующийся при отличии групповой скорости волны от поступательной скорости частиц, теоретически и экспериментально исследовался в работах [13, 14]. Было показано, что в этом случае процессы насыщения роста амплиту-

¹ Можно показать, что уравнения (5) в этом случае сводятся к виду, описывающему диссипативные солитоны в лазерах с насыщающимся поглотителем [12]. Однако амплитуда формируемых в таких условиях импульсов (солитонов) оказывается существенно меньше, чем в режимах с проскальзыванием излучения относительно электронного потока.

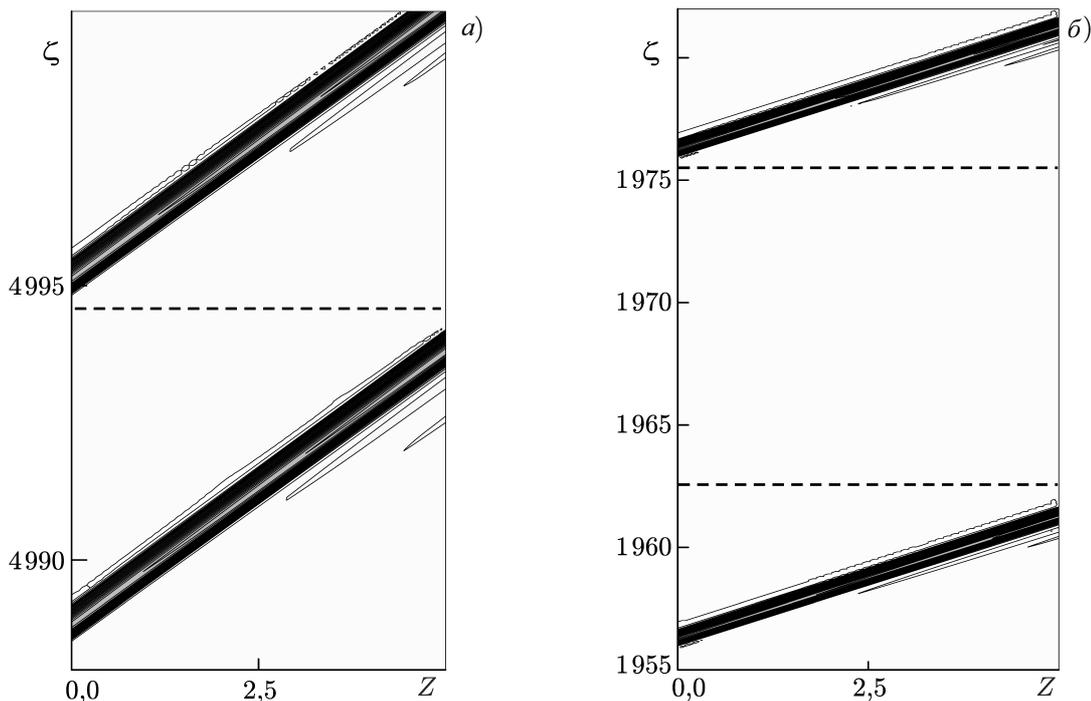


Рис. 6. Пространственно-временное распределение амплитуды поля, иллюстрирующее процесс распространения и усиления коротких импульсов в первой секции в переменных Z и ζ . Представлены случаи мягкого (*а*) и жёсткого (*б*) режимов генерации. Электронные характеристики параллельны оси Z

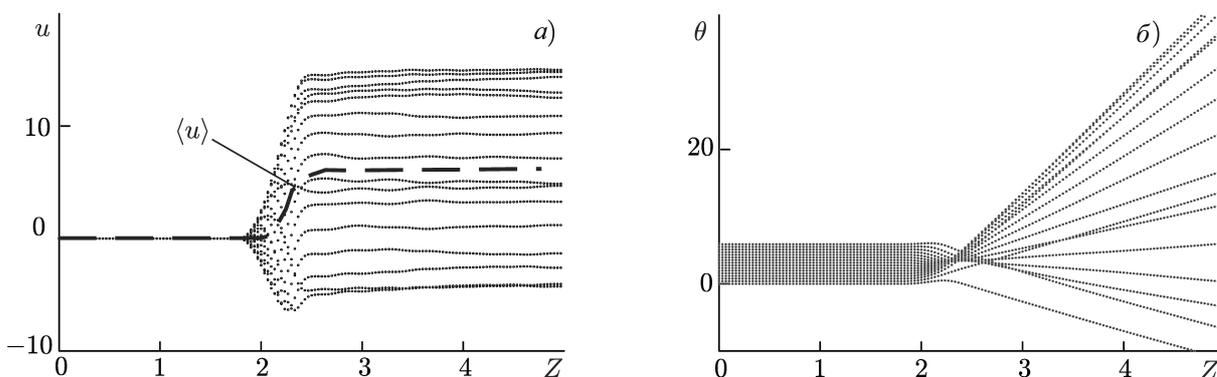


Рис. 7. Зависимость от продольной координаты относительного изменения энергии частиц в процессе их взаимодействия с электромагнитным импульсом (*а*) и фазы электронов относительно волны (*б*) для одной фракции электронного пучка. Штриховой линией на панели *а* показано среднее значение u

ды поля, характерные для стационарного режима усиления монохроматических сигналов (захват электронов волной, смещение электронов в ускоряющую фазу поля и т. п.), не играют определяющей роли. В результате пиковая мощность усиливаемых импульсов может превосходить уровень, характерный для усиления стационарных сигналов, а в определённых условиях превышает мощность электронного потока. В отличие от работ [13, 14], в данной статье речь идёт о генерации периодической последовательности коротких импульсов, формирующихся в результате синхронизации большого числа продольных мод резонатора, который образован петлей обратной связи. При этом, как видно из рис. 7, захват электронов волной также отсутствует. Тем не менее, в

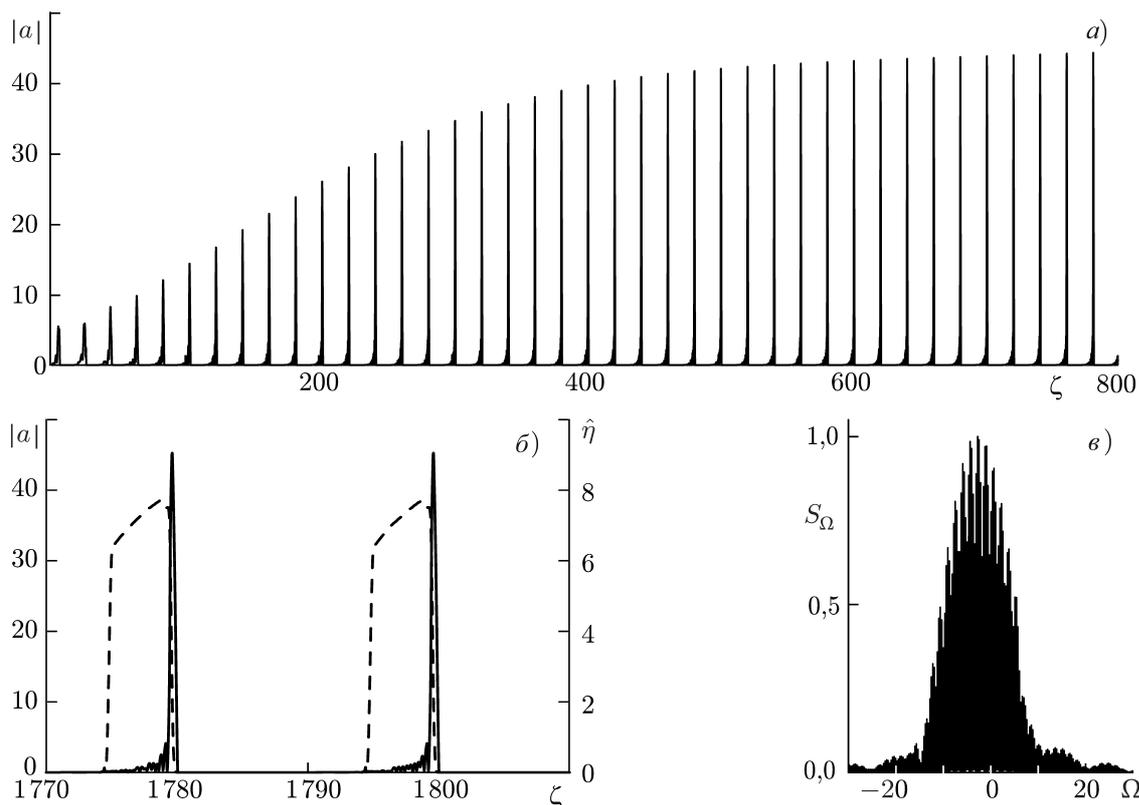


Рис. 8. Режим генерации УКИ при жёстком самовозбуждении ($L_1 = L_2 = 5$; $R = 0,9$; $T = 15$; $\sigma_0 = 1$; $\varepsilon = 0,6$). Показаны те же зависимости, что и на рис. 5

отличие от работ [13, 14], усиление происходит не за один, а за много проходов, в результате чего устанавливается баланс между усилением и поглощением. Форма импульса при этом приобретает стационарный характер, не меняющийся от прохода к проходу.

На рис. 8 показана генерация последовательности УКИ в жёстком режиме самовозбуждения при подаче внешнего сигнала с большой амплитудой. Длительность импульсов в этом случае также определяется выражением (13). Следует обратить внимание, что стабильность генерации УКИ (т. е. повторяемость от импульса к импульсу) в жёстком режиме значительно выше, чем в мягком. Однако в жёстком режиме генерации на всей длине прохода поля по цепи обратной связи формируется единственный импульс излучения. В результате при увеличении времени задержки и, соответственно, времени пробега импульса по цепи обратной связи часть электронов пучка, непрерывно инжектируемых в резонатор, не взаимодействует с излучением. Действительно, как видно из рис. 6б, энерговклад в излучение части пучка, заключённой между штриховыми линиями, отсутствует. В результате в жёстком режиме генерации средняя по времени эффективность энергообмена по мере увеличения времени задержки сигнала T падает. В мягком режиме увеличение времени задержки T приводит к росту числа импульсов, циркулирующих внутри резонатора. Соответственно, интервал между импульсами в выходном сигнале практически не меняется. При этом на смену импульсу, покидающему пространство взаимодействия усилителя, почти сразу по цепи обратной связи поступает новый импульс (см. рис. 6а). В результате в мягком режиме средний по времени электронный КПД при увеличении времени задержки остаётся неизменным.

В заключении этого раздела отметим, что вывод излучения в полезную нагрузку после прохождения поглощающей секции, как это показано на рис. 1а, позволяет улучшить форму ге-

нерируемых УКИ вследствие того, что насыщающийся поглотитель срезает сопровождающий импульсы шумовой пьедестал. В то же время все перечисленные выше режимы генерации УКИ могут реализоваться и при использовании схемы, показанной на рис. 1б, когда вывод излучения осуществляется непосредственно с выхода усилителя. Форма импульсов, поступающих в полезную нагрузку, при этом несколько хуже. Если, однако, поглощение во второй секции основано на взаимодействии излучения с электронным пучком, то вследствие того, что в эту секцию поступает излучение с относительно небольшой мощностью, использование такой схемы приводит к существенному снижению рабочего тока поглощающего пучка. Соответственно, применение схемы, представленной на рис. 1б, может быть актуальным в случае генерации импульсов с высокой, в том числе мультигигаваттной, пиковой мощностью (см. раздел. 2).

2. ГЕНЕРАТОР УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ С КОМПФНЕРОВСКИМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

С точки зрения генерации УКИ сантиметрового диапазона длин волн и длинноволновой части миллиметрового диапазона с мультигигаваттным уровнем мощности в качестве усилительного элемента (секция 1 на рис. 1) естественно использовать релятивистские ЛБВ типа «О» [15–17]. Выбирая за частоту точного синхронизма несущую частоту, электронно-волновое взаимодействие в ЛБВ-усилителе можно описать уравнениями (ср. [18])

$$\frac{\partial a_n}{\partial Z} + \frac{\partial a_n}{\partial \zeta} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[-i\theta(\theta_0)] d\theta_0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \left(1 + \nu \frac{\partial \theta}{\partial Z}\right)^{3/2} \operatorname{Re}[a_n \exp(i\theta)],$$

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=0} = 0. \quad (14)$$

Заметим, что, в отличие от (5), уравнения движения частиц в данном случае записаны в предположении достаточно больших изменений энергий электронов. С точностью до параметра $\nu = 2C_1\gamma_0^2$ в уравнениях (14) использованы те же обозначения, что и в (5), а индекс 1 в обозначении C_1 относится к первой секции.

В качестве нелинейного фильтра в данном случае будем рассматривать секцию с таким же (чиренковским) механизмом взаимодействия, работающую в режиме компфнеровского поглощения [9]. Как уже было указано во введении, этот режим реализуется в области расстроек синхронизма, при которых фазовая скорость волны превосходит поступательную скорость электронов. Следует отметить также, что, в отличие от усилительной секции, в секции поглощения для генерации УКИ оптимальным является режим группового синхронизма, когда имеет место равенство поступательной скорости частиц и групповой скорости волны ($V_{||} \approx V_{gr}$). В этом случае обеспечивается минимальное влияние одних фрагментов микроволнового импульса на другие, что эквивалентно требованию минимизации инерционности поглотителя в лазерной физике [4].

Далее для простоты будем предполагать, что такие параметры первой и второй секций, как радиус волновода, параметр связи и энергия электронов, близки между собой, а запитывающие их электронные токи I_1 и I_2 (индекс соответствует номеру секции) и периоды гофрировки замедляющих структур могут различаться. Соответственно, электронно-волновое взаимодействие в секции поглощения (секция 2 на рис. 1) описывается системой уравнений

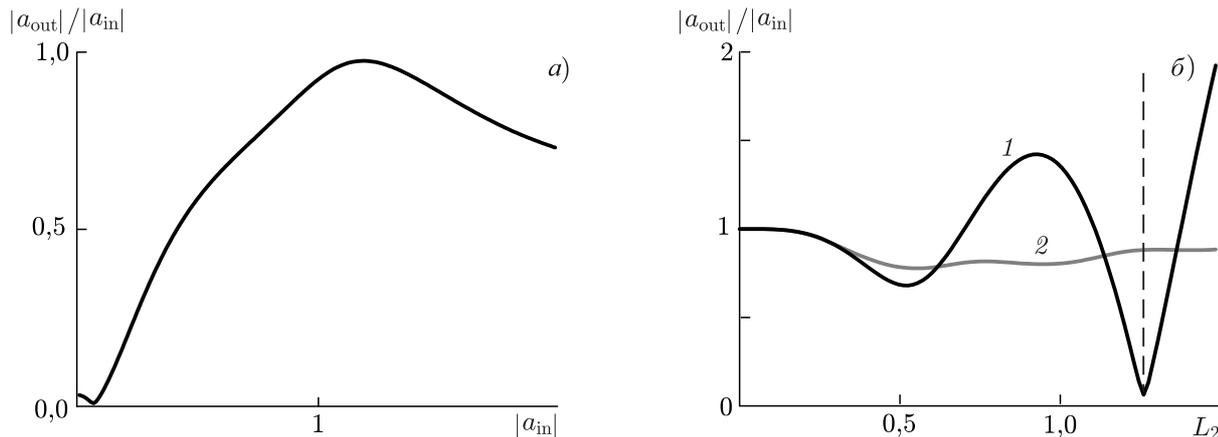


Рис. 9. Коэффициент прохождения $|a_{out}|/|a_{in}|$ для компфнеровского поглотителя в зависимости от амплитуды входного сигнала $|a_{in}|$ при заданной длине секции поглощения $L_2 = 1,3$ (а) и от длины секции поглощения L_2 при двух значениях амплитуды, соответствующих слабым ($|a_{in}| = 0,01$, кривая 1) и сильным ($|a_{in}| = 1,5$, кривая 2) сигналам (б)

$$\frac{\partial a_n}{\partial Z} = \frac{I_2}{I_1} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp[-i\theta(\theta_0)] d\theta_0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \left(1 + \nu \frac{\partial \theta}{\partial Z}\right)^{3/2} \text{Re}[a_n \exp(i\theta)],$$

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} \Big|_{Z=0} = \Delta, \tag{15}$$

где величина $\Delta = C_1^{-1}(1 - V_{||0,2}/V_{ph,2}) > 0$ соответствует режиму компфнеровского поглощения, $V_{||0,2}$ и $V_{ph,2}$ — невозмущённая поступательная скорость частиц и фазовая скорость во второй секции соответственно. На основе уравнений (15) было проведено моделирование процесса прохождения сигнала с амплитудой $|a_{in}|$ через секцию 2 при следующих параметрах: $\nu = 1, I_2/I_1 = 1, \Delta = 7,8$. Полученная зависимость коэффициента прохождения сигнала $|a_{out}|/|a_{in}|$, где a_{out} — амплитуда выходного сигнала, от амплитуды сигнала на входе $|a_{in}|$ при заданной длине поглотителя $L_2 = 1,3$ представлена на рис. 9а, а на рис. 9б показана зависимость этого коэффициента от длины поглотителя L_2 для двух значений $|a_{in}|$, соответствующих входным сигналам с малой ($|a_{in}| = 0,01$, кривая 1) и большой ($|a_{in}| = 1,5$, кривая 2) амплитудами. Из указанных рисунков следует, что рассматриваемая система обладает свойствами просветляющегося поглотителя.

При моделировании динамики двухсекционного черенковского генератора на основе уравнений (14) и (15) необходимо использовать граничные условия, которые в данном случае запишем для варианта генератора УКИ, представленного на рис. 1б. Согласно этой схеме, на вход поглотителя поступает часть сигнала с коэффициентом передачи R (задержкой на участке длины L_{1-2} пренебрегаем):

$$a_n(L_1, \zeta) = a_n(L_1 + L_{1-2}, \zeta). \tag{16}$$

Далее весь прошедший через поглотитель сигнал с временной задержкой T возвращается на вход усилителя:

$$a_{n+1}(0, \zeta) = a_n(L_1 + L_{1-2} + L_2, \zeta - T). \tag{17}$$

На рис. 10 показаны результаты моделирования при следующих параметрах усилительной и поглощающей секций: $\nu = 1, L_1 = 6,2, L_2 = 1,3, \Delta = 7,8; I_2/I_1 \approx 1$. Коэффициент передачи в моделировании был равен $R = 0,26$, время задержки $T = 13,8$. При выбранных параметрах

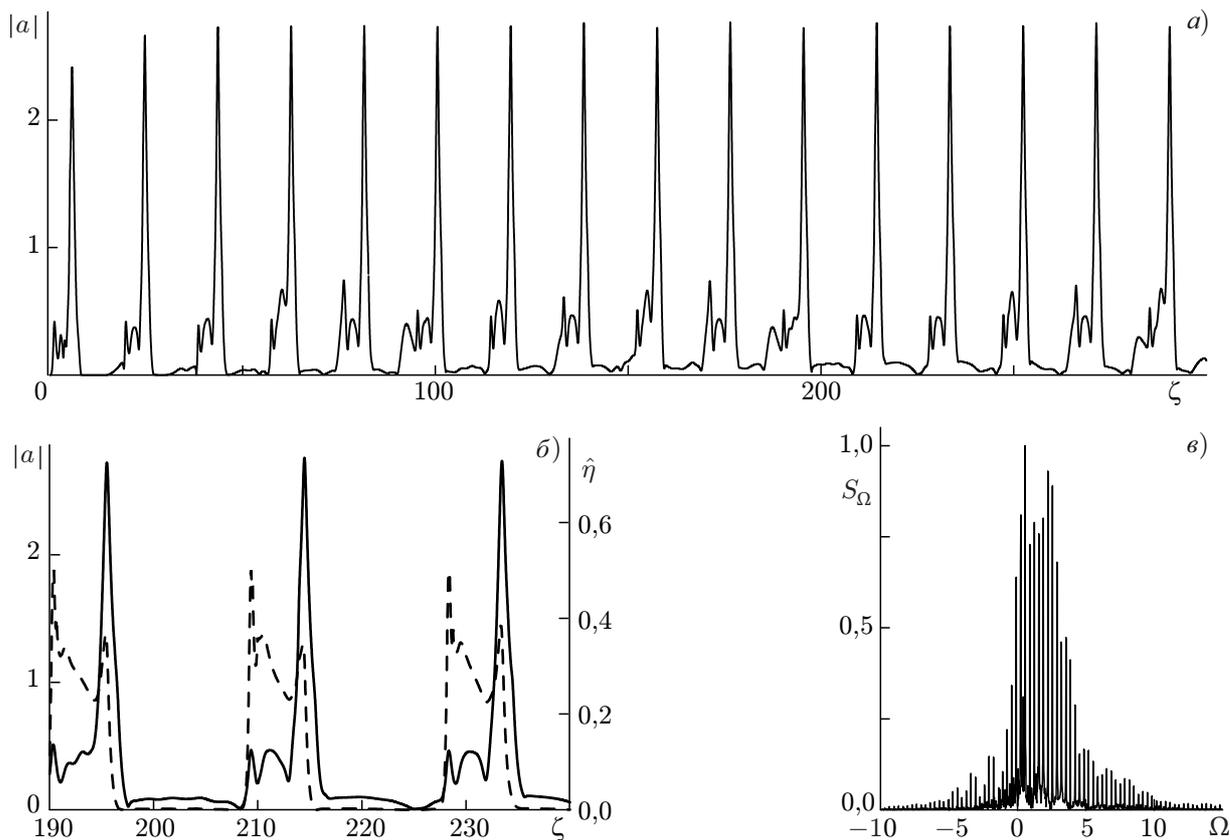


Рис. 10. Режим генерации УКИ, реализующийся при установке компфнеровского поглотителя в цепь обратной связи релятивистской черенковской ЛБВ. Показаны те же зависимости, что и на рис. 5 ($\nu = 1$; $L_1 = 6,2$; $L_2 = 1,3$; $\Delta = 7,8$; $I_2/I_1 = 1$; $T = 13,8$)

реализуется жёсткий режим самовозбуждения. Как видно из рис. 10, излучение представляет собой последовательность коротких импульсов с периодом следования, равным времени прохода по кольцу обратной связи. Для определения эффективности импульсной генерации удобно ввести коэффициент конверсии, который, следуя работам [19, 20], определим как отношение пиковой мощности излучения P_{peak} к мощности электронного пучка $P_{\text{beam}} = I_1 m_e c^2 (\gamma_0 - 1)/e$ в первой секции:

$$K = \frac{P_{\text{peak}}}{P_{\text{beam}}} = \frac{(\gamma_0 + 1) \nu |a_{\text{max}}|^2}{8\gamma_0}, \tag{18}$$

где a_{max} — максимальная амплитуда поля. При выбранных параметрах коэффициент конверсии $K = 1,2$. Заметим, что при использовании схемы, показанной на рис. 1а, когда вывод излучения в нагрузку осуществляется после прохождения поглотителя, форма генерируемых импульсов становится стабильнее. Однако в этом случае для достижения коэффициента конверсии, близкого к единице, электронный ток во второй секции должен примерно в 5 раз превышать ток в секции усиления, что может вызвать проблемы при практической реализации генератора УКИ.

В заключение данного раздела оценим параметры импульсного генератора на основе экспериментально реализованной релятивистской ЛБВ сантиметрового диапазона длин волн [17] (ток пучка 6 кА, энергия электронов 0,8 МэВ, импеданс связи 2 Ом, рабочая частота 10 ГГц). Будем считать, что в цепь обратной связи генератора УКИ на основе описанной ЛБВ установлен компфнеровский поглотитель с длиной 6,4 см, в котором за счёт подбора периода замедляющей структуры фазовая скорость волны превышает поступательную скорость частиц. Нормиро-

ванные параметры при этом близки к использованным в моделировании, результаты которого представлены на рис. 10. Таким образом, с учётом значения $K = 1,2$, пиковая мощность генерируемых импульсов в данном случае достигает 5,8 ГВт. При отношении скоростей в усилительной секции $V_{||0}/V_{gr} \approx 2$ длительность импульсов составляет величину порядка 0,2 нс. Следует отметить, что для запуска жёсткого режима самовозбуждения в рассматриваемой системе могут быть использованы субнаносекундные импульсы микроволнового сверхизлучения с гигаваттным уровнем мощности [19, 20].

3. ГЕНЕРАТОР УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ГИРО-ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С МНОГОЗАХОДНОЙ ВИНТОВОЙ ГОФРИРОВКОЙ И ЦИКЛОТРОННЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

В данном разделе проанализируем схему генератора УКИ, в которой в качестве усилительного элемента (секция 1 на рис. 1) используется широкополосная гиро-ЛБВ с рабочим пространством в виде волновода с винтовой многозаходной гофрировкой [21–23] $r(\phi, z) = r_1 + \tilde{r} \cos(\bar{m}\phi - \bar{h}z)$, где r_1 — средний радиус волновода в первой секции, \tilde{r} — амплитуда, \bar{m} — число заходов, ϕ — азимутальный угол. Следуя работе [21], будем считать, что гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух противоположно вращающихся мод ТЕ цилиндрического волновода, первая из которых является квазикритической (F), а вторая — бегущей (A). Для осуществления такой связи необходимо выполнение условий брэгговского резонанса $\bar{m} = m_F + m_A$ и $\bar{h} \approx h_A$, где m_F и m_A — азимутальные индексы мод F и A соответственно, h_A — продольное волновое число моды A (для моды F имеем $h_F \rightarrow 0$). Соответственно, электрические поля парциальных волн могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_F &= \text{Re} \{ F(z, t) \mathbf{E}_\perp^F(r) \exp[i(\omega_F t - m_F \phi)] \}, \\ \mathbf{E}_A &= \text{Re} \{ A(z, t) \mathbf{E}_\perp^A(r) \exp[i(\omega_F t - h_A z + m_A \phi)] \}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $F(z, t)$ и $A(z, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды, функции $\mathbf{E}_\perp^F(r)$ и $\mathbf{E}_\perp^A(r)$ описывают радиальную структуру волн, соответствующую модам гладкого волновода, ω_F — критическая частота моды F. Указанная связка мод селективно возбуждается приосевым электронным пучком, частицы которого движутся в однородном магнитном поле по винтовым траекториям вокруг общей оси, совпадающей с осью электродинамической системы. Такие пучки резонансно взаимодействуют только с попутно вращающимися модами круглого волновода с азимутальным индексом m , совпадающим с номером циклотронной гармоники s . В перечисленных условиях процесс усиления нестационарных сигналов можно описать на основе самосогласованной системы уравнений [24] (в данном случае номер прохода n для простоты записи опускаем):

$$\begin{aligned} i \frac{g^2}{4} \frac{\partial^2 f}{\partial Z^2} + \frac{\partial f}{\partial \tau} + i \hat{\alpha} a &= \frac{G_1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^s d\theta_0, & \left(\frac{\beta_{gr,1}}{\beta_{||,1}} \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) a - i \hat{\Delta}_g a + i \hat{\alpha} f &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) p + i \frac{p}{s} (\Delta_1 - 1 + |p|^2) &= i f (p^*)^{s-1}, \end{aligned} \quad (20)$$

где введены следующие обозначения:

$$Z = \frac{\kappa_F \beta_{\perp,1}^2 z}{2\beta_{||,1}}, \quad \tau = \frac{\omega_F \beta_{\perp,1}^2 t}{2}, \quad f = \frac{eF}{m_e c^2 \kappa_F} \frac{s^s \beta_{\perp,1}^{s-4}}{2^{s-1} s!}, \quad a = \frac{eA}{m_e c^2} \sqrt{\frac{N_A}{N_F}} \frac{s^s \beta_{\perp,1}^{s-4}}{2^{s-1} s!},$$

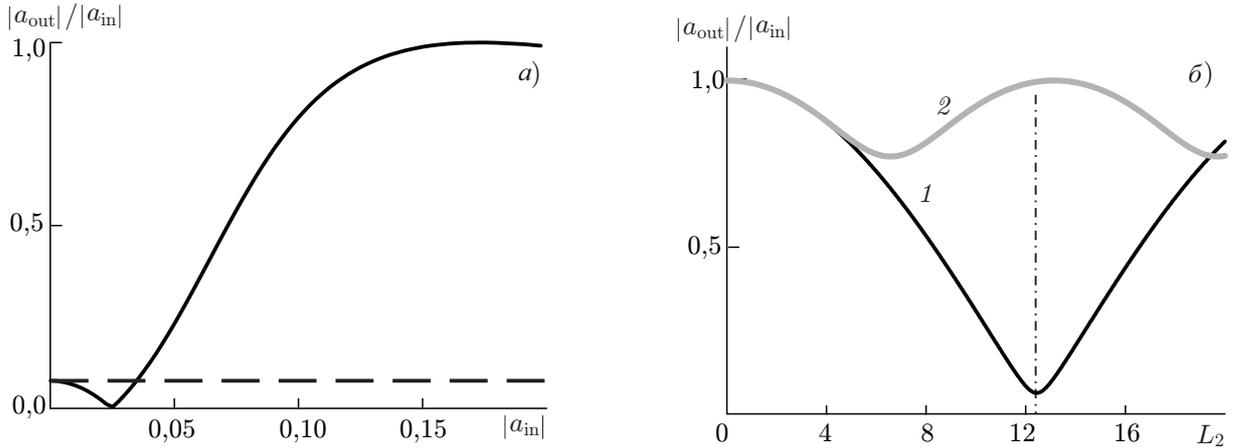


Рис. 11. То же, что и на рис. 9, для случая поглотителя, основанного на резонансном циклотронном взаимодействии излучения с прямолинейным электронным пучком ($L_2 = 8,7$; $G_2 = 0,025$; $M = 0,78$; $D = 1,9$). Штриховой линией показана зависимость коэффициента прохождения от амплитуды входного сигнала, полученная без учёта неизохронности циклотронных осцилляторов, кривые 1 и 2 соответствуют значениям $|a_{in}| = 0,01$ и $|a_{in}| = 0,16$

$$\hat{\Delta}_g = \frac{2h_0\Delta_g}{\kappa_F\beta_{\perp,1}^2}, \quad \hat{\alpha} = \frac{\tilde{r}}{\beta_{\perp,1}^2 r_1} \frac{\nu_A^2 - m_F m_A}{\sqrt{(\nu_F^2 - m_F^2)(\nu_A^2 - m_A^2)}}$$

— коэффициент связи парциальных волн на винтовой гофрированной поверхности, p — нормированный поперечный импульс, $N_F = (\nu_F^2 - m_F^2) J_{m_F}^2(\nu_F)$ и $N_A = (\nu_A^2 - m_A^2) J_{m_A}^2(\nu_A)$ — безразмерные нормы волн, $\kappa_F = \nu_F/r_1$ и $\kappa_A = \nu_A/r_1$ — поперечные волновые числа парциальных волн, ν_F и ν_A — корни производных функций Бесселя первого порядка ($J'_{m_F}(\nu_F) = J'_{m_A}(\nu_A) = 0$), $\Delta_g = (\bar{h} - h_0)/\kappa_F$ — геометрическая расстройка, $h_0 = h_A(\omega_F)$, $V_{gr,1} = \beta_{gr,1}c = h_0c/\kappa_F$ — групповая скорость бегущей волны А, $G_1 = 16eI_1/(m_e c^3 N_F) (\beta_{\perp,1}^{2s-6}/\beta_{\parallel,1}) s^s / (2^s s!)^2$ — параметр тока, $\Delta_1 = 2(\omega_F - s\omega_1^H)/(\omega_F \beta_{\perp,1}^2)$ — расстройка циклотронного резонанса, ω_1^H — релятивистская гирочастота, индекс * означает комплексное сопряжение, g — питч-фактор, $\beta_{\parallel,1}$ и $\beta_{\perp,1}$ — безразмерные поступательная и осцилляторная скорости электронов в секции 1 соответственно.

При записи граничных условий к уравнениям (20) считалось, что на входе в усилитель электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения и не имеют начального разброса по поперечным скоростям: $p(Z = 0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. Для квазикритической волны F на границах пространства взаимодействия ставились условия излучения [25]:

$$\left[f - \frac{g}{2\sqrt{\pi i}} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial f(Z, \tau')}{\partial Z} d\tau' \right] \Bigg|_{Z=0} = 0, \quad \left[f + \frac{g}{2\sqrt{\pi i}} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial f(Z, \tau')}{\partial Z} d\tau' \right] \Bigg|_{Z=L_1} = 0, \quad (21)$$

где $L_1 = \kappa_F l_1 \beta_{\perp,1}^2 / 2\beta_{\parallel,1}$ — нормированная длина секции усиления. Ввод и вывод излучения осуществляется с помощью бегущей парциальной волны А, часть мощности которой после прохода секции поглощения и цепи обратной связи снова подаётся на вход усилителя (см. рис. 1а).

Будем считать, что в секции поглощения (секция 2 на рис. 1) используется резонансное циклотронное взаимодействие излучения с первоначально прямолинейным замагниченным приосевым электронным пучком, движущимся в регулярном цилиндрическом волноводе. Важно подчеркнуть, что насыщение поглощения в данном случае возникает только при учёте неизохронности циклотронных осцилляторов, т. е. релятивистской зависимости гирочастоты от энер-

гии. При этом, подобно гиротронам [26], эта зависимость оказывается существенной уже при нерелятивистских энергиях, приобретаемых частицами в поле электромагнитной волны.

Так же, как и в разделе 2, будем рассматривать электронно-волновое взаимодействие в секции поглощения в условиях, когда проскальзывание волны относительно электронного пучка отсутствует, т. е. $V_{\parallel} \approx V_{\text{gr}}$. Тогда, представляя поле в виде

$$\mathbf{E}_B = \text{Re} \{ B(z, t) \mathbf{E}_{\perp}^B(r) \exp[i(\omega_F t - h_B z + m_B \phi)] \}, \quad (22)$$

для описания взаимодействия на первой гармонике гирочастоты в условиях точного циклотронного резонанса получим систему уравнений

$$\frac{\partial b}{\partial Z} = -\frac{G_2}{D} p, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + iMp |p|^2 = Db. \quad (23)$$

Здесь используются следующие обозначения:

$$b = \frac{eB}{m_e c^2 \kappa_B} \sqrt{\frac{N_B}{N_F} \frac{h_B}{h_A}} \frac{1}{\beta_{\perp,1}^2}, \quad G_2 = 4 \frac{eI_2}{m_e c^3} \frac{(1 - \beta_{\text{ph},2}^{-2})^2 \beta_{\parallel,1}^2}{N_B \beta_{\parallel,2}^3 \beta_{\perp,1}^4},$$

$$D = \sqrt{\frac{N_F}{N_B} \frac{h_A}{h_B} \frac{\kappa_B^2}{\kappa_F^2}} \frac{\beta_{\parallel,1}}{\beta_{\parallel,2} \beta_{\perp,1}} \sqrt{1 - \beta_{\text{ph},2}^{-2}}, \quad M = \frac{\beta_{\parallel,1}}{\beta_{\parallel,2}},$$

$V_{\text{ph},2}/c = \beta_{\text{ph},1} = \kappa_F/h_B$ — нормированная фазовая скорость волны, $\beta_{\parallel,2}c$ — безразмерная поступательная скорость электронов в секции поглощения, величины h_B , m_B , κ_B и N_B аналогичны используемым в формулах (19) и (20), но относятся к рассматриваемой секции со средним радиусом r_2 . Важно подчеркнуть, что на входе в секцию поглощения электронный пучок является прямолинейным ($p = 0$). Вследствие этого, в частности, усреднение по начальным фазам циклотронного вращения в правой части уравнения возбуждения в (23) отсутствует.

На рис. 11а и б представлены полученные на основе численного решения системы уравнений (23) кривая поглощения $a_{\text{out}}(a_{\text{in}})$ и пространственные распределения полей с малой и большой амплитудами, которые демонстрируют эффект насыщения циклотронного поглощения. Важно подчеркнуть, что в пренебрежении релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии ($M = 0$) указанный эффект отсутствует (штриховая линия на рис. 11а).

В дальнейших расчётах использовались параметры экспериментально реализованной гиролбв с рабочей частотой около 30 ГГц [22]. Указанная лбв запитывалась приосевым винтовым электронным пучком с током 10 А, энергией частиц 68 кэВ и пичч-фактором $g = 1,2$. На винтовой трёхзаходной ($\bar{m} = 3$) гофрировке с длиной 20 см и радиусом 0,36 см осуществлялась связь квазикритической моды TE_{21} и бегущей моды TE_{11} . Период гофрировки 1,16 см и её амплитуда 0,065 см подбирались таким образом, чтобы на рабочей частоте (в отличие от работы [22]) имело место пересечение дисперсионных характеристик нормальной волны W и электронного пучка (см. рис. 12а). Вместе с тем считалось, что в секции поглощения, представляющей собой регулярный волновод с радиусом 0,3 см и длиной 4,7 см, излучение взаимодействует с прямолинейным электронным пучком с током 3,8 А и энергией 50 кэВ в режиме касания с модой TE_{11} (см. рис. 12б). Исследовался жёсткий режим самовозбуждения.

На рис. 13 показана последовательность УКИ, генерируемых в указанных выше условиях при коэффициенте передачи 0,3 и времени задержки 1,5 нс. При выбранных параметрах пиковая мощность импульсов составляет около 680 кВт (т. е. $K \sim 1$) при их длительности по полувысоте около 200 пс и периоде следования примерно 3 нс. Важно подчеркнуть, что приведённые характеристики импульсов получены в рамках модели электронно-волнового взаимодействия, в которой учитывается реальная дисперсия электродинамической системы.

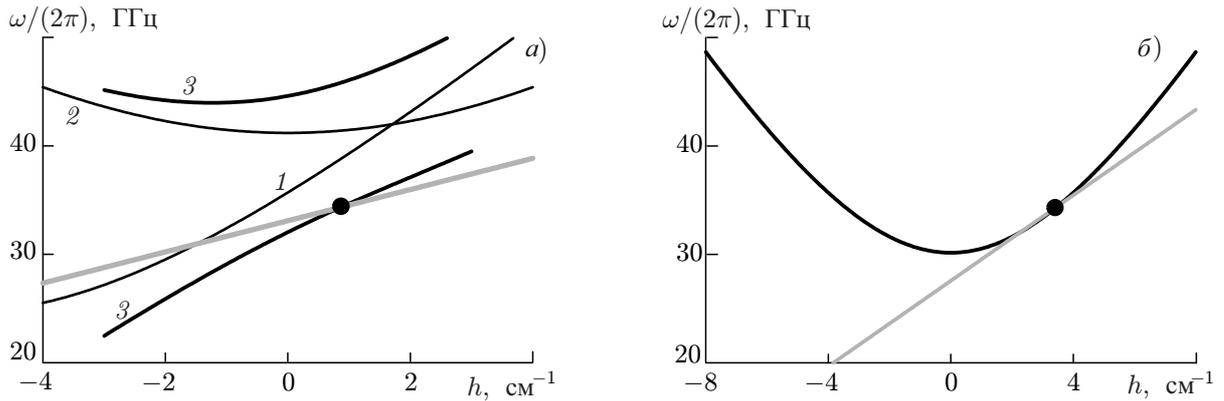


Рис. 12. Дисперсионные диаграммы усилительной секции на основе винтовой гиро-ЛБВ (а) и секции циклотронного поглощения на основе взаимодействия излучения с прямолинейным электронным пучком в регулярном цилиндрическом волноводе (б). Кривые 1, 2 и 3 соответствуют парциальным А и F и нормальной W волнам винтового волновода. Линией серого цвета показана дисперсионная характеристика электронного потока

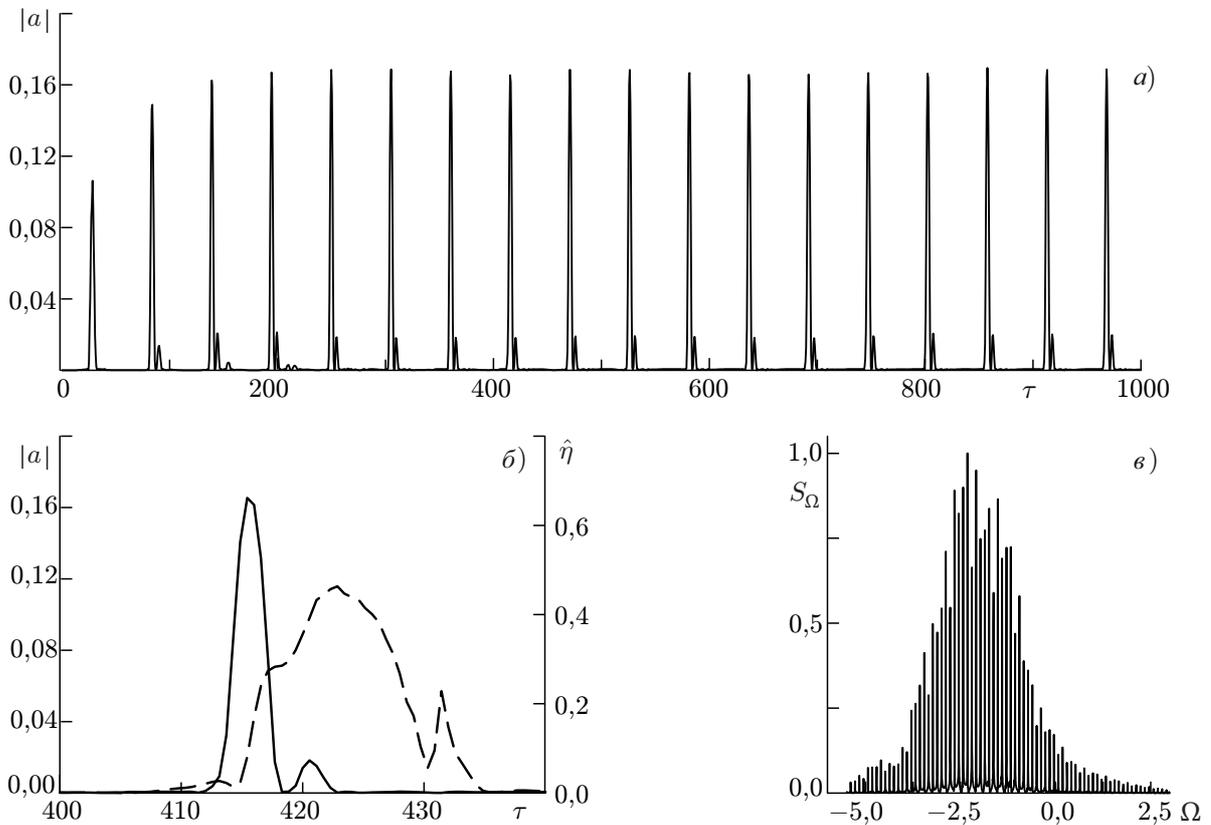


Рис. 13. Режим генерации УКИ, реализующийся при установке циклотронного поглотителя в цепь обратной связи винтовой гиро-ЛБВ. Показаны те же зависимости, что и на рис. 5 ($L_1 = 40$; $g = 1,2$; $\beta_{gr,1}/\beta_{||,1} = 2,7$; $\hat{\Delta}_g = -2,14$; $G_1 = 0,041$; $L_2 = 8,7$; $G_2 = 0,025$; $M = 0,78$; $D = 1,9$; $T = 30$; $R = 0,3$)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе теоретически исследован механизм генерации последовательностей мощных ультракоротких электромагнитных импульсов в электронных генераторах с насыщающимся

поглотителем в цепи обратной связи. Подобные системы, в которых реализуется метод пассивной синхронизации мод, хорошо известны в физике лазеров, однако до настоящего времени не были реализованы в вакуумной электронике больших мощностей.

Предлагаемый метод имеет достаточно универсальный характер и применим для создания генераторов ультракоротких импульсов при использовании в качестве активного элемента широкого класса электронных усилителей, включая релятивистские черенковские ЛБВ и giro-ЛБВ с рабочим пространством в виде волновода с винтовой гофрировкой. Для практической реализации нелинейного амплитудного фильтра предложено использовать дополнительную секцию, в которой электронно-волновое взаимодействие осуществляется либо в компфнеровском режиме, либо в режиме резонансного циклотронного поглощения излучения прямолинейным электронным пучком с учётом релятивистской зависимости гирочастоты от энергии частиц. На основе численного моделирования показано, что в генераторах с пассивной синхронизацией мод мощность формирующихся импульсов может существенно превышать мощность, достигаемую в стационарных режимах генерации, а в ряде случаев — мощность электронного пучка. Необходимым условием этого является проскальзывание электромагнитных импульсов относительно электронного пучка в усилительной секции, за счёт чего реализуется кумулятивный отбор энергии у различных электронных фракций. В то же время для обеспечения безынерционности взаимодействия в поглощающей секции групповая скорость излучения должна быть близка к скорости электронного потока.

Следует отметить, что предлагаемая схема генерации коротких импульсов может быть также использована при взаимодействии электронных пучков со встречными волнами в генераторах типа ЛОВ ($V_{gr} < 0$). При этом, как следует из формулы (13), длительность импульсов должна увеличиваться по сравнению с режимом взаимодействия с попутной волной.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 14–29–00192).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986. 386 с.
2. Haus H. A. // IEEE J. Select. Topics Quant. Electron. 2000. V. 6, No. 6. P. 1 173.
3. Brabec T., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72, No. 2. P. 545.
4. Крюков П. Г. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 2. С. 95.
5. Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Вилков М. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 17. С. 44.
6. Вилков М. Н., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 8. С. 664.
7. Bogatov N. A., Gitlin M. S., Litvak A. G., Luchinin A. G. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69, No. 25. P. 3635.
8. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140, № 5. С. 890.
9. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчёта в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970. 584 с.
10. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 249.
11. Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // Журн. техн. физ. 1991. Т. 61, № 6. С. 133.
12. Ахмедиев Н., Анкевич А. Диссипативные солитоны. М.: Физматлит, 2008. 504 с.
13. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 23. С. 8.
14. Яландин М. И., Реутова А. Г., Ульмаскулов М. Р. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 11. С. 620.

15. Schachter L., Nation J.A., Shiffler D. A. // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 70, No. 1. P. 114.
16. Shiffler D. A., Nation J. A., Kerslick G. S. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1990. V. 18, No. 3. P. 546.
17. Abubakirov E. B., Denisenko A. N., Fuks M. I., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2002. V. 30, No. 3. P. 1 041.
18. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1978. Т. 21, № 7. С. 1 037.
19. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Ростов В. В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 2003. Т. 77, № 6. С. 314.
20. Korovin S. D., Eltchaninov A. A., Rostov V. V., et al. // *Phys. Rev. E.* 2006. V. 74, No. 1. P. 016501-1.
21. Denisov G. G., Cooke S. J. // *Digest 21-st Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves.* Berlin 14–19 July 1996. P. AT2.
22. Denisov G. G., Bratman V. L., Cross A. W. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81, No. 25. P. 5 680.
23. Samsonov S. V., Gachev I. G., Denisov G. G., et al. // *IEEE Trans. Electron Devices.* 2014. V. 61. P. 4 264.
24. Ginzburg N. S., Zotova I. V., Sergeev A. S., et al. // *Phys. Plasmas.* 2014. V. 22, No. 12. P. 113111-1.
25. Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., Zavolsky N. A. // *Int. J. Electron.* 1986. V. 61, No. 6. P. 881.
26. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1 414.

Поступила в редакцию 31 мая 2016 г.; принята в печать 28 июня 2016 г.

GENERATORS OF HIGH-POWER ULTRASHORT MICROWAVE PULSES WITH A SATURABLE ABSORBER IN A FEEDBACK CIRCUIT

N. S. Ginzburg, G. G. Denisov, E. B. Abubakirov, M. N. Vilkov, I. V. Zotova, and A. S. Sergeev

We study theoretically the mechanism of formation of high-power ultrashort microwave pulses, which is based on the effect of passive mode synchronization in electron generators, whose feedback circuit includes a nonlinear saturable absorber (amplitude filter). The mechanism under consideration is an analog of the well-known method of generation of ultrashort pulses, which is used widely in laser physics. Nevertheless, realization of this method in electron generators has certain specific features connected with the motion of the active medium (electron flow). It is shown that being applied to vacuum electronics, this method is sufficiently universal, and various types of both relativistic and subrelativistic amplifiers operated in wavelength ranges from the centimeter to submillimeter ones can be used for actualization of ultra-short pulse generators as active elements. In the additional section, which acts as a saturable absorber, one can use either the Compton absorption effect, or the effect of cyclotron resonance absorption of radiation by a rectilinear electron beam. It is demonstrated on the basis of numerical simulation that the peak power of ultrashort pulses in electron generators with passive mode synchronization can exceed the power achieved in the stationary generation regimes significantly, and in some cases, the power of the electron flow.