

УДК 537.86+621.385.63

## ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ МОЩНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ГИРО-ЛБВ С ПРОСВЕТЛЯЮЩИМ ЦИКЛОТРОННЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

М. Н. Вилков<sup>1</sup>, Н. С. Гинзбург<sup>1,2\*</sup>, Г. Г. Денисов<sup>1,2</sup>, И. В. Зотова<sup>1</sup>, А. С. Сергеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН;

<sup>2</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Показана возможность формирования в гирорезонансной лампе бегущей волны (гирос-ЛБВ) с просветляющимся циклотронным поглотителем в цепи обратной связи периодической последовательности ультракоротких импульсов с пиковой мощностью, существенно превышающей мощность излучения в стационарных режимах. Механизм импульсной генерации аналогичен широко используемому в лазерной физике методу пассивной синхронизации мод.

### ВВЕДЕНИЕ

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на синхронизации мод рабочего резонатора в процессе периодической модуляции его добротности [1–4]. При этом используются механизмы как активной, так и пассивной модуляции. В первом случае параметры резонатора модулируются за счёт внешнего воздействия с периодом, кратным времени прохождения светового импульса по резонатору. Во втором случае модуляция достигается с помощью просветляющегося поглотителя, устанавливаемого внутри резонатора. Очевидно, что подобные методы генерации импульсов с высокой амплитудой могут быть перенесены в сверхвысокочастотную (СВЧ) электронику [5–7]. В частности, метод активной периодической модуляции добротности СВЧ резонатора исследовался в работе [5]. При этом для модуляции добротности предлагалось использовать фазовый переход полупроводник–металл, инициируемый воздействием периодического лазерного излучения на полупроводниковую пластину. Представляется, что область применимости такого метода, с одной стороны, ограничена требованием относительно невысокой интенсивности СВЧ полей внутри резонатора, при которой они не влияют на процесс фазового перехода. С другой стороны, в следствие малости характерного времени распространения СВЧ импульсов через пространство взаимодействия, необходима достаточно высокая (до сотен мегагерц) частота следования переключающих лазерных импульсов. В работе [6] была показана принципиальная возможность пассивной синхронизации мод в электронных генераторах, состоящая в установке просветляющегося поглотителя в цепь обратной связи. При этом рассмотрение было ограничено приближением малых относительных изменений энергии частиц, в котором значительная часть электронных усилителей с преобладающей инерционной группировкой может быть описана универсальными уравнениями [8]. Кроме того, для поглотителя использовалась безынерционная модель с насыщающейся нелинейностью, типичная для оптического диапазона. Очевидно, что для практической реализации исследованного механизма в СВЧ диапазоне более перспективно использование в секции поглощения циклотронного взаимодействия излучения с равновесной плазмой или дополнительным первоначально прямолинейным электронным пучком, находящимся во внешнем магнитном поле. Как известно (см.,

\* ginzburg@appl.sci-nnov.ru

например, работу [9]), учёт релятивистской зависимости гирочастоты от энергии частиц приводит к насыщению, когда возмущения малой интенсивности значительно сильнее поглощаются электронами, чем возмущения большой интенсивности. При этом с точки зрения минимизации взаимного влияния различных участков микроволновых импульсов при распространении в поглощающей секции наиболее благоприятна ситуация группового синхронизма, когда поступательная скорость частиц первоначально прямолинейного электронного пучка совпадает с групповой скоростью импульсов. Работающий в таком режиме циклотронный поглотитель эквивалентен безынерционному оптическому поглотителю.

Таким образом, для более детальной демонстрации возможности экспериментальной реализации эффекта генерации УКИ в СВЧ диапазоне в настоящей работе рассматривается схема, состоящая из запитываемой винтовым электронным пучком гиро-ЛБВ, в цепь обратной связи которой включена дополнительная секция, где излучение испытывает циклотронное поглощение, взаимодействуя с первоначально прямолинейным электронным пучком в режиме группового синхронизма.

## 1. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Двухсекционная модель генератора микроволновых УКИ представлена на рис. 1а. Предполагая, что в обеих секциях, представляющих собой отрезки цилиндрических волноводов, распространяется рабочая мода с одинаковой поперечной структурой, представим напряжённость её электрического поля в виде

$$\mathbf{E} = \text{Re}[A(z, t)\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}) \exp(i\omega t - ihz)], \quad (1)$$

где  $A(z, t)$  — медленно меняющаяся комплексная амплитуда, функция  $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}) = (k/\kappa^2) [\nabla\Psi, \mathbf{z}_0]$  описывает структуру рабочей  $\text{TE}_{m,n}$ -моды цилиндрического волновода,  $\Psi = J_m(\kappa r) \exp(-im\varphi)$  — мембранная функция,  $\kappa = \nu_n/R_w$ ,  $\nu_n$  —  $n$ -й корень уравнения  $J'_m(\nu) = 0$ ,  $R_w$  — радиус волновода,  $k = \omega/c$ ,  $\omega$  — круговая частота,  $c$  — скорость света в вакууме,  $m = 0, 1, 2, \dots$ ;  $n = 1, 2, 3, \dots$ ;  $J_m(\nu)$  — функция Бесселя первого рода  $m$ -го порядка,  $t$  — время,  $h$  — продольное волновое число. Здесь введена цилиндрическая система координат  $(r, \varphi, z)$ , в которой ось  $z$  направлена в направлении распространения волны, координата  $r$  отсчитывается от оси волновода в поперечном направлении,  $\varphi$  — азимутальный угол. Вектор  $\mathbf{z}_0$  — орт оси  $z$ , а  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор. В приближении слаборелятивистских энергий частиц процесс взаимодействия излучения с электронными пучками в условиях циклотронного резонанса описывается системой уравнений (ср. [10])

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) \hat{A} &= -2 \frac{eI}{m_e c^3} \frac{J_{m-1}(\kappa R)}{N_s} \frac{\mu^{3/2}}{\beta_{\text{ph}}^{-1} \beta_{\parallel}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_+ d\theta_0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) p_+ + ip_+ \left[ \Delta - \frac{\mu}{2\beta_{\parallel} \varepsilon} (\beta_{\perp}^2 - |p_+|^2) \right] &= \hat{A} \frac{J_{m-1}(\kappa R) \varepsilon}{2\beta_{\parallel} \sqrt{\mu}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\hat{t} = \omega t, \quad \hat{z} = kz, \quad \hat{A} = \frac{eA}{m_e \omega c}, \quad p_+ = \frac{p_x + ip_y}{m_e c} \exp[-i\omega t + i(m-1)\varphi]$$

— безразмерный поперечный импульс электрона,  $I$  — сила тока трубчатого электронного пучка с радиусом инжекции  $R$ ,  $N_s = J_m^2(\nu_n) (\nu_n^2 - m^2)$  — безразмерная норма рабочей моды,  $\Delta = \beta_{\parallel}^{-1} \times (1 - \beta_{\text{ph}}^{-1} \beta_{\parallel} - \omega^H/\omega)$  — начальная расстройка циклотронного резонанса,  $\omega^H = eH/(m_e c \gamma)$  —

невозмущённая гирочастота,  $V_{\perp} = \beta_{\perp} c$  и  $V_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$  — начальные поперечная и продольная скорости электронов соответственно,  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор электрона,  $\varepsilon = 1 - \beta_{\text{ph}}^{-1} \beta_{\parallel}$ ,  $\mu = \kappa^2/k^2 = 1 - \beta_{\text{ph}}^{-2}$ ,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона соответственно,  $p_x$  и  $p_y$  — компоненты поперечного импульса электрона в направлении осей  $x$  и  $y$  декартовой системы координат  $(x, y, z)$  соответственно,  $\beta_{\text{ph}} = V_{\text{ph}}/c$ ,  $V_{\text{ph}}$  — фазовая скорость волны,  $\beta_{\text{gr}} = V_{\text{gr}}/c$ ,  $V_{\text{gr}}$  — групповая скорость волны. Без учёта разброса параметров граничное условие для электронов винтового пучка на входе в первую (усилительную) секцию имеет вид  $p_+(Z = Z_1^{\text{in}}) = p_0 \exp(i\theta_0)$ , где  $\theta_0 \in [0, 2\pi)$ ,  $p_0$  — постоянная. На вход второй (поглощающей) секции поступает первоначально прямолинейный моноскоростной электронный пучок:  $p_+(Z = Z_2^{\text{in}}) = 0$ . В записи граничных условий использована перенормированная координата  $z$ , которая определена ниже; величины  $Z_1^{\text{in}}$  и  $Z_2^{\text{in}}$  задают координаты входа в секции усиления и поглощения соответственно.

Важно подчеркнуть, что в усилительной секции отличие поступательной скорости частиц от групповой скорости волны (эффект проскальзывания) является принципиальным фактором, обеспечивающим возможность формирования мощных импульсов (см. ниже). С учётом этого эффекта, вводя новые независимые переменные  $\hat{z}' = \hat{z}$ ,  $\hat{t}' = \hat{t} - \hat{z}/\beta_{\parallel}$ , уравнения (2) удобно преобразовать к виду

$$\frac{\partial a_1}{\partial Z} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} = -G_1 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p \, d\theta_0, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta_1 - 1 + |p|^2) = a_1, \tag{3}$$

где

$$\tau = \hat{t}' \frac{\mu_1 \beta_{\perp 1}^2}{2\varepsilon_1 \beta_{\parallel 1}} \left( \frac{1}{\beta_{\text{gr}1}} - \frac{1}{\beta_{\parallel 1}} \right)^{-1}, \quad Z = \hat{z}' \frac{\mu_1 \beta_{\perp 1}^2}{2\varepsilon_1 \beta_{\parallel 1}}, \quad p = \frac{p_+}{\beta_{\perp 1}}, \quad a_1 = \frac{\hat{A} J_{m-1}(\kappa_1 R_1) \varepsilon_1^2}{\beta_{\perp 1}^3 \mu_1^{3/2}},$$

$$\Delta_1 = \frac{2\varepsilon_1}{\beta_{\perp 1}^2 \mu_1} \left( 1 - \beta_{\text{ph}1}^{-1} \beta_{\parallel 1} - \frac{\omega_1^H}{\omega} \right), \quad G_1 = 4 \frac{e I_1}{m_e c^3} \frac{J_{m-1}^2(\kappa_1 R_1)}{N_s} \frac{\varepsilon_1^3}{\beta_{\text{ph}1}^{-1} \beta_{\perp 1}^4 \mu_1},$$

$\beta_{\text{ph}1} = k/h_1$  — фазовая скорость волны в усилительной секции. Отметим, что у величин  $a_{\alpha}$ ,  $G_{\alpha}$ ,  $\Delta_{\alpha}$ ,  $\mu_{\alpha}$ ,  $\beta_{\perp \alpha}$ ,  $\beta_{\parallel \alpha}$ ,  $\beta_{\text{gr} \alpha}$ ,  $\beta_{\text{ph} \alpha}$ ,  $\varepsilon_{\alpha}$ ,  $\kappa_{\alpha}$ ,  $R_{\alpha}$ ,  $\omega_{\alpha}^H$ ,  $I_{\alpha}$  и  $h_{\alpha}$  индекс  $\alpha$  равен 1 для секции усиления и 2 для секции поглощения. Коэффициент полезного действия  $\eta$  электронов усилителя определяется соотношениями

$$\eta = \frac{g^2}{1 + g^2} \eta_{\perp}, \quad \eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p|^2 \, d\theta_0, \tag{4}$$

где  $g = \beta_{\perp 1}/\beta_{\parallel 1}$  — питч-фактор электрона на влёте в пространство взаимодействия.

В отличие от усилительной секции, в секции циклотронного поглощения (секция 2), запитываемой первоначально прямолинейным электронным пучком, для генерации УКИ оптимальным является режим группового синхронизма (рис. 1б, точка В), когда имеет место равенство поступательной скорости частиц и групповой скорости волны, т.е.  $\beta_{\parallel 2} = \beta_{\text{gr}2}$ . В этих условиях уравнения (2) могут быть приведены к виду

$$\frac{\partial a_2}{\partial Z} = -G_2 p/D, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta_2 + B |p|^2) = D a_2, \tag{5}$$

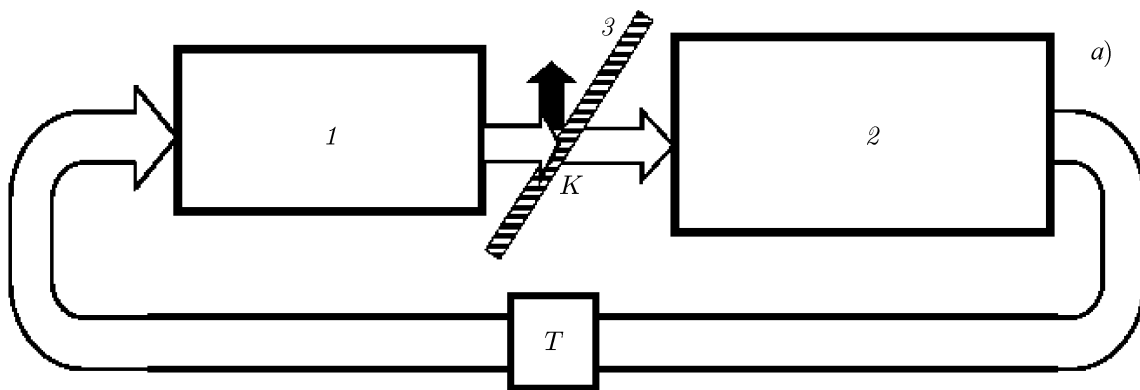
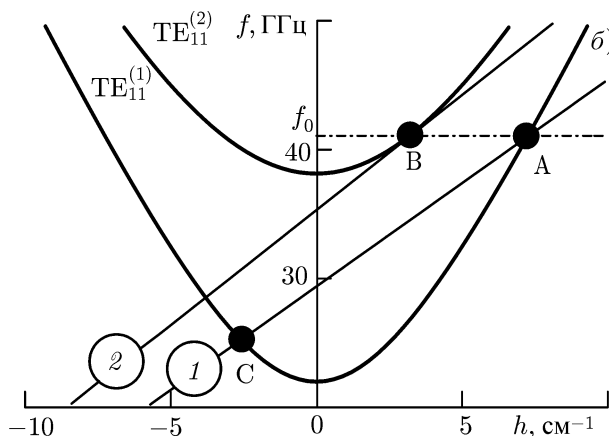


Рис. 1. (а) Схема генератора «гигантских» импульсов на основе gyroусилителя (1 — gyroусилитель (секция 1), 2 — секция циклотронного поглощения (секция 2), 3 — частично прозрачное зеркало:  $K$  — коэффициент передачи,  $T$  — время задержки. (б) Дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая оптимальные режимы взаимодействия в обеих секциях при рабочей частоте  $f_0 \approx \approx 40$  ГГц. Цифрами 1 и 2 показаны дисперсионные характеристики электронных пучков в соответствующих секциях;  $f = \omega/(2\pi)$



где

$$a_2 = \frac{\hat{A} J_{m-1}(\kappa_2 R_2) \varepsilon_1^2}{\beta_{\perp 1}^3 \mu_1^{3/2}} \left( \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right)^2 \sqrt{\frac{h_2}{h_1}}, \quad B = \frac{\beta_{\parallel 1} \varepsilon_1}{\beta_{\parallel 2} \mu_1}, \quad D = \frac{J_{m-1}(\kappa_2 R_2)}{J_{m-1}(\kappa_1 R_2)} \frac{\kappa_2^3}{\varepsilon_1 \kappa_1 k^2} \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} \frac{\beta_{\parallel 1}}{\beta_{\parallel 2}},$$

$$\Delta_2 = \frac{2\varepsilon_1}{\beta_{\perp 1}^2 \mu_1} \frac{\beta_{\parallel 1}}{\beta_{\parallel 2}} \left( 1 - \beta_{\text{ph}2}^{-1} \beta_{\parallel 2} - \frac{\omega_2^H}{\omega} \right), \quad G_2 = 4 \frac{e I_2}{m_e c^3} \frac{J_{m-1}^2(\kappa_2 R_2)}{N_s} \frac{\beta_{\parallel 1}^2 \beta_{\text{ph}2} \varepsilon_1^2}{\beta_{\parallel 2}^2 \beta_{\perp 1}^4} \frac{\kappa_2^4}{\kappa_1^4},$$

$\beta_{\text{ph}2} = k/h_2$  — фазовая скорость волны в секции поглощения. Следует обратить внимание, что, поскольку на входе во вторую секцию электронный пучок является прямолинейным, в правой части уравнения возбуждения в системе (5) отсутствует усреднение по начальным фазам циклотронного вращения.

В соответствии со схемой, представленной на рис. 1, граничные условия на сочленении усилительной и поглощающей секции запишем в виде

$$a_2^{(n),\text{in}}(\tau) = K a_1^{(n),\text{out}}(\tau), \tag{6}$$

где  $n$  — номер прохода по цепи обратной связи,  $K < 1$  — коэффициент частичной передачи усиленного сигнала на поглотитель (остальная доля мощности излучения уходит в полезную нагрузку),  $a_2^{(n),\text{in}}$  и  $a_1^{(n),\text{out}}$  — безразмерные амплитуды электрического поля на входе в поглотитель и выходе из усилителя соответственно. Вся прошедшая через поглотитель мощность с определённой временной задержкой подаётся на вход усилителя:

$$a_1^{(n+1),\text{in}}(\tau) = a_2^{(n),\text{out}}(\tau - T). \tag{7}$$

## 2. ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СЕКЦИИ ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Секция нелинейного поглощения должна обеспечивать максимально полное подавление сигналов малой амплитуды и быть практически прозрачной для сигналов большой амплитуды. При известном уровне входного сигнала оптимальные параметры указанной секции можно подобрать на основании анализа уравнений (5), которые путём замены переменных

$$\hat{Z} = G_2^{1/2} Z, \quad \hat{p} = p \frac{B^{1/2}}{G_2^{1/4}}, \quad \hat{a}_2 = a_2 \frac{DB^{1/2}}{G_2^{3/4}}, \quad \hat{\Delta}_2 = \frac{\Delta_2}{G_2^{1/2}} \tag{8}$$

сводятся к виду

$$\frac{\partial \hat{a}_2}{\partial \hat{Z}} = -p, \quad \frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{Z}} + i\hat{p}(\hat{\Delta}_2 + |\hat{p}|^2) = \hat{a}_2. \tag{9}$$

В этом случае секция поглощения характеризуется минимальным числом независимых параметров: нормированной длиной  $\hat{L}_{abs}$  и расстройкой циклотронного резонанса  $\hat{\Delta}_2$ . При малых амплитудах сигналов, пренебрегая неизохронностью и положив  $\hat{\Delta}_2 = 0$ , можно найти решения уравнений (9) в явном виде

$$\hat{a}_2(\hat{Z}) = \hat{a}_0 \cos \hat{Z}, \quad \hat{p}(\hat{Z}) = \hat{a}_0 \sin \hat{Z}, \tag{10}$$

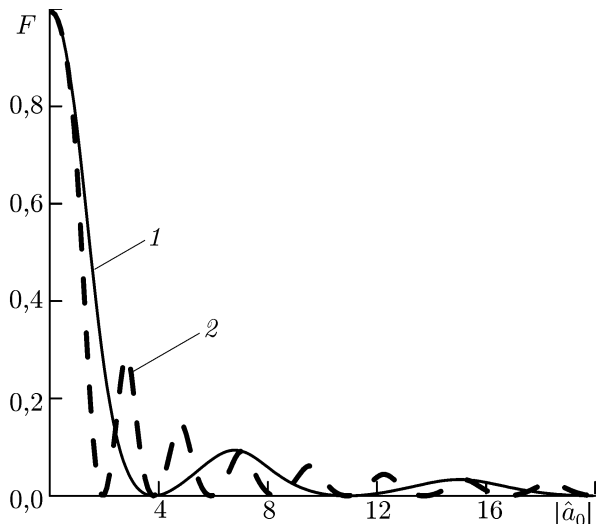


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения  $F$  от нормированной амплитуды падающего поля при значениях длины пространства взаимодействия, соответствующих первому и второму максимуму линейного поглощения:  $\hat{L}_{abs} = \pi/2$  (кривая 1) и  $\hat{L}_{abs} = 3\pi/2$  (кривая 2)

где  $\hat{a}_0$  — константа. Такие решения соответствуют хорошо известной для циклотронного поглощения стационарных сигналов периодической по продольной координате перекачке энергии из волны в энергию вращательного движения электронов и обратно [11]. Очевидно, для решения поставленной задачи приведённая длина поглотителя должна равняться значениям, при которых амплитуда поля на его выходе стремится к нулю:

$$\hat{L}_{abs} = \pi/2 + \pi(q - 1), \tag{11}$$

где  $q = 1, 2, 3, \dots$

Выбор параметров секции поглощения может быть осуществлён по следующей схеме. На рис. 2 показана зависимость коэффициента поглощения  $F = 1 - |\hat{a}_2(\hat{L}_{abs})|/|\hat{a}_0|$  от нормированной амплитуды падающего поля  $|\hat{a}_0|$  при длинах  $\hat{L}_{abs}$ , соответствующих первому и второму максимуму нелинейного поглощения:  $\hat{L}_{abs} = \pi/2$  (сплошная линия) и  $\hat{L}_{abs} = 3\pi/2$  (пунктирная линия). Оптимальным параметрам секции нелинейного циклотронного поглощения, очевидно, соответствует такое значение  $|\hat{a}_0|$ , при котором  $F = 0$ . Например, как следует из рис. 2, поглотитель с длиной  $\hat{L}_{abs} = \pi/2$  просветляется при  $|\hat{a}_0| \approx 3,8$ . Зная оптимальную амплитуду входного сигнала  $|\hat{a}_0|$ , в соответствии с заменой переменных (8) можно путём подбора параметра  $G_2$ , пропорционального силе тока пучка электронов, получить (с учётом коэффициента передачи  $K$ ) необходимое значение  $a_2^{in}$  на входе второй секции. Длина поглотителя и расстройка синхронизма в уравнениях (5) для достижения режима импульсной генерации также определяются на основе замены (8). Параметры  $B$  и  $D$ , определяемые геометрией пространства взаимодействия и начальной энергией электронов, считаются заданными.

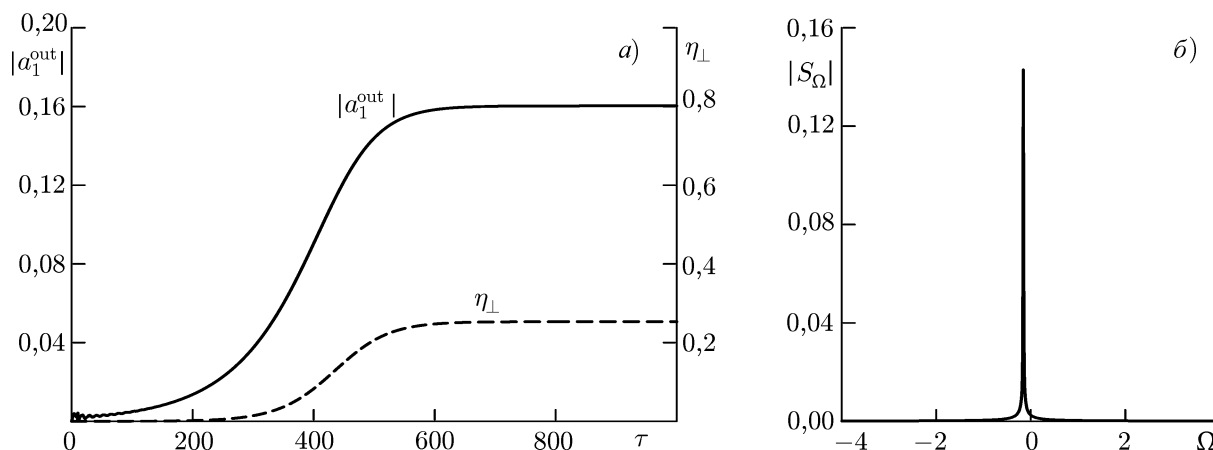


Рис. 3. Стационарный режим генерации при мягком самовозбуждении, возникающий без учёта просветления поглотителя ( $B = 0$ ). Зависимость амплитуды поля  $|a_1^{\text{out}}|$  и поперечного коэффициента полезного действия электронов  $\eta_{\perp}$  от времени (а), спектр излучения  $S_{\Omega} = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} a_1(\tau) \times \exp(-i\Omega\tau) d\tau$  (б) при  $L_1 = 10$ ,  $G_1 = 0,1$ ,  $\Delta_1 = 0$ ,  $L_{\text{abs}} = 2,2$ ,  $G_2 = 0,5$ ,  $\Delta_2 = 0,2$ ,  $D = 3,1$ ,  $K = 0,9$ ,  $T = 8$ , где  $L_1$  и  $L_{\text{abs}}$  — длины областей усиления и поглощения соответственно

### 3. МЯГКИЙ И ЖЁСТКИЙ РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

Численное решение уравнений (3)–(7) показывает, что в зависимости от параметров усилителя и поглотителя исследуемая система обладает большим набором различных динамических режимов. При этом в достаточно широкой области параметров реализуются режимы генерации УКИ с пиковой мощностью, существенно превосходящей мощность излучения в стационарных режимах взаимодействия. Можно выделить режимы мягкого и жёсткого возбуждения УКИ. В первом случае при учёте нелинейности поглотителя импульсный режим развивается из малых случайных начальных шумов. Во втором случае для развития процесса в систему должен быть введён начальный СВЧ импульс с достаточно большой амплитудой. Основным фактором, определяющим режим генерации, является уровень подавления поглотителем малого сигнала. Если этот уровень таков, что с учётом линейного поглощения не выполнены условия самовозбуждения генератора, то, естественно, генерация может начаться только после подачи в систему достаточно большого сигнала, просветляющего поглотитель. Если же подавление малого сигнала находится на умеренном уровне, то сначала имеет место самовозбуждение генератора с выходом на квазистационарный режим, а затем переход в режим генерации УКИ.

Рисунки 3 и 4 иллюстрируют режимы генерации при мягком самовозбуждении. Показаны временные зависимости амплитуды и коэффициента полезного действия электронов в случаях, когда неизохронность (т.е. зависимость гирочастоты от энергии при циклотронном движении частиц), приводящая к насыщению поглотителя, отсутствует (в уравнениях (5) для этого нужно положить  $B = 0$ ) и когда подобная неизохронность принята во внимание. Видно, что при одних и тех же параметрах усилительной секции на начальной стадии имеет место самовозбуждение и установление стационарного режима генерации. Однако учёт нелинейности в секции поглощения приводит к тому, что режим стационарной генерации теряет устойчивость и происходит переход к режиму генерации периодической последовательности коротких импульсов. Характерная длительность одного импульса определяется соотношением

$$\Delta t \sim \frac{2\varepsilon_1 (V_{\parallel}/V_{\text{gr}} - 1)}{\omega\mu_1\beta_{\perp 1}^2}, \quad (12)$$

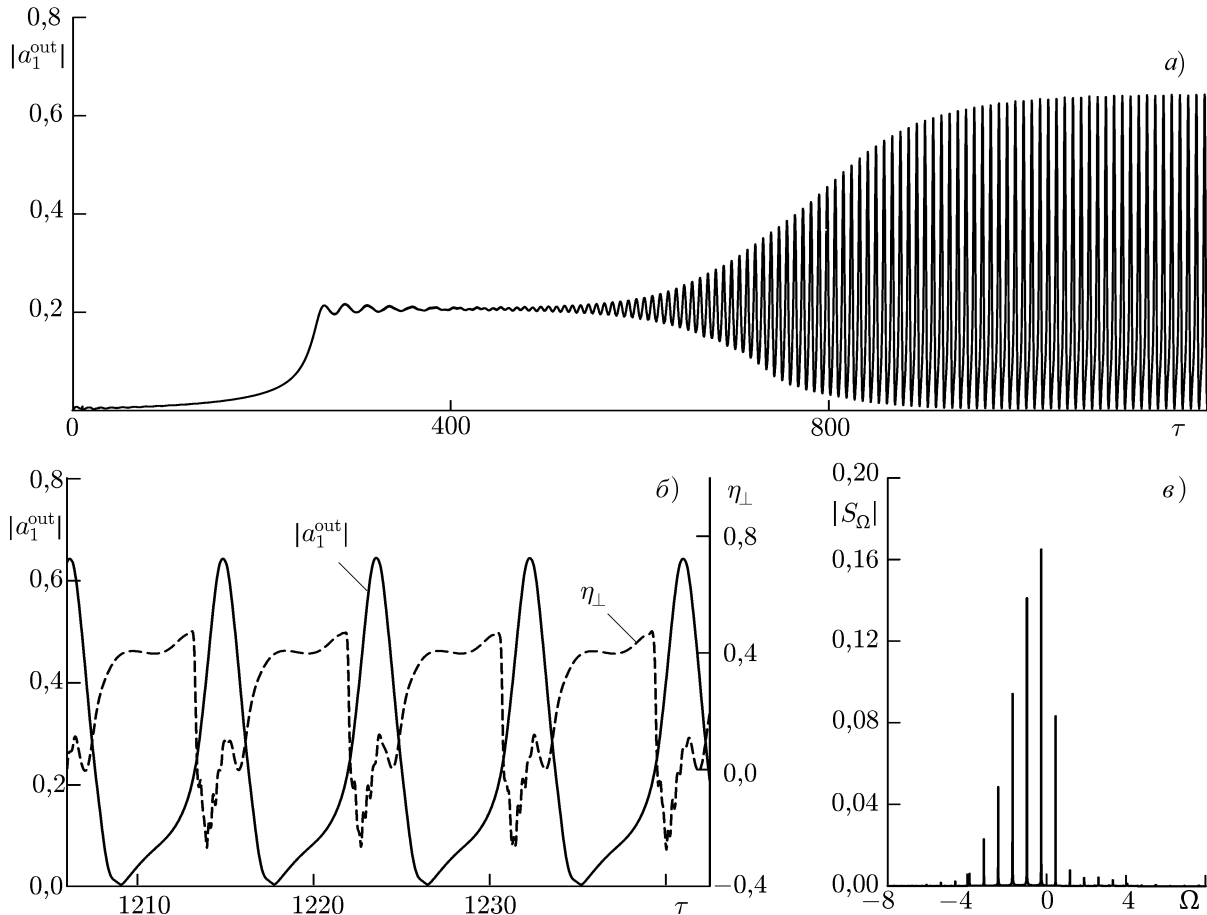


Рис. 4. Установление импульсно-периодического режима генерации при мягком самовозбуждении и учёте эффекта просветления поглотителя ( $B = 2,3$ ); прочие параметры те же, что и на рис. 3. Зависимость амплитуды поля от времени в процессе установления (*a*), детальный профиль генерируемых импульсов и текущий поперечный коэффициент полезного действия электронов в развёрнутом по времени масштабе (*b*), спектр излучения (*в*)

т.е. в пренебрежении дисперсией задаётся шириной полосы усиления излучения электронным потоком.

В жёстком режиме возбуждения (рис. 5) только подача внешнего сигнала с большой амплитудой приводит к установлению режима генераций УКИ с длительностью импульсов, определяемой выражением (12). При этом без учёта неизохронности циклотронного движения частиц в поглотителе какая-либо генерация отсутствует.

Интересно отметить, что пиковые мощности и длительности импульсов, генерируемых в мягком и жёстком режиме, близки между собой. Эффективность усиления коротких СВЧ импульсов обусловлена последовательным отбором энергии у различных фракций квазинепрерывного потока электронов в процессе их распространения с групповой скоростью, отличной от поступательной скорости частиц. В случае одиночных СВЧ импульсов подобный механизм нестационарного усиления теоретически и экспериментально исследовался в работах [12, 13]. В частности, было показано, что пиковая мощность усиливаемых импульсов превосходит уровень насыщения, характерный для стационарных режимов усиления. В отличие от указанных работ, в данном случае речь идёт о генерации периодической последовательности коротких импульсов, формирующихся в результате синхронизации большого числа продольных мод резонатора, образованного петлёй

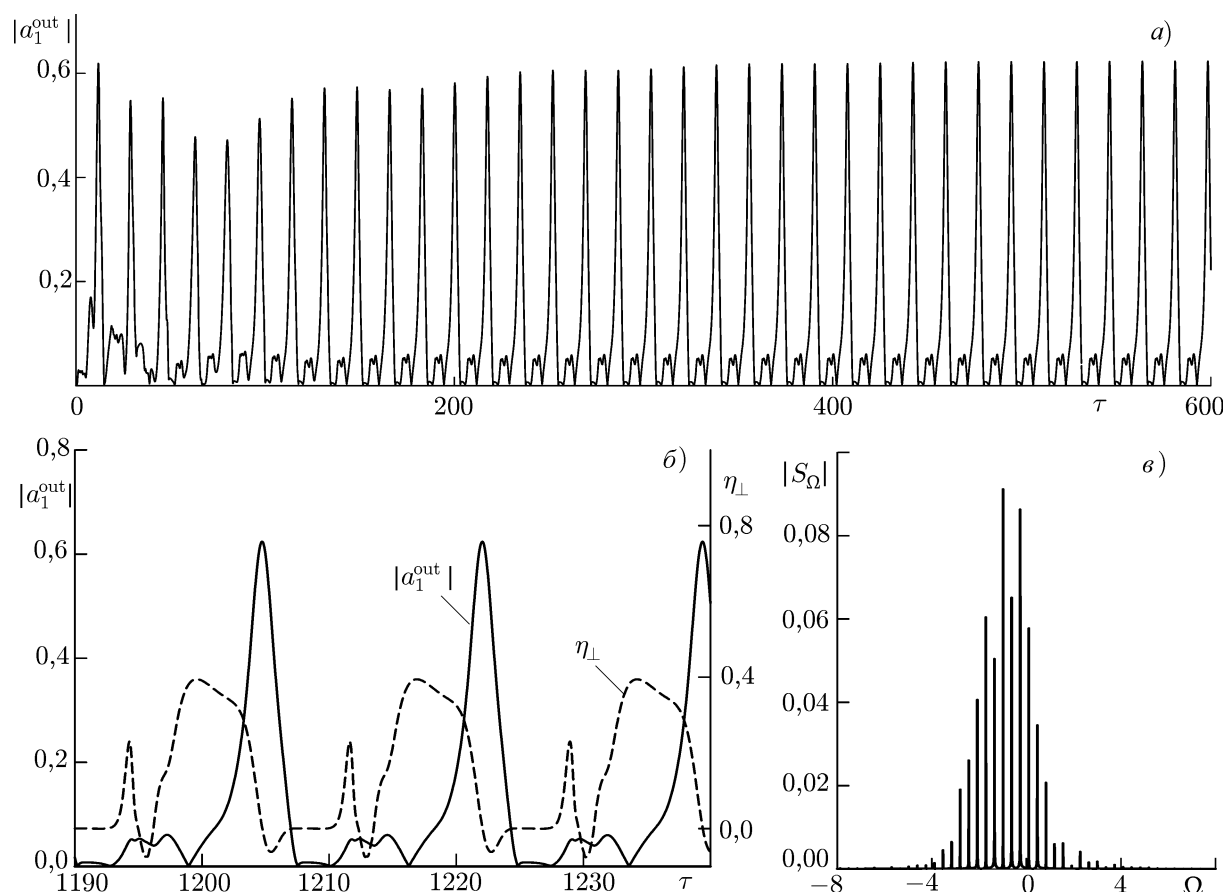


Рис. 5. Установление импульсно-периодического режима генерации при жёстком самовозбуждении. Параметры те же, что на рис. 3, кроме величины расстройки синхронизма в поглощающей секции:  $\Delta_2 = 0$

обратной связи.

Следует обратить внимание, что стабильность генерации УКИ (т. е. повторяемость их характеристик от импульса к импульсу) в жёстком режиме значительно выше, чем в мягком. Однако в жёстком режиме в процессе установления режима генерации УКИ на всей длине обхода 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. Энерговклад этой части электронов в излучение отсутствует, в результате чего средняя по времени эффективность энергообмена по мере увеличения времени задержки  $T$  сигнала в цепи обратной связи падает. В мягком режиме взаимодействия увеличение этого времени приводит к увеличению числа импульсов, циркулирующих внутри резонатора. При этом интервал между импульсами в выходном сигнале практически не меняется. Соответственно, средний по времени коэффициент полезного действия электронов остаётся таким же.

Важно подчеркнуть, что приведённые выше характеристики импульсов получены в рамках модели электронно-волнового взаимодействия, учитывающей как нелинейность, так и эффект проскальзывания. В работе [7] исследовалась принципиально иная ситуация, когда электронный пучок, движущийся в замедляющей системе, рассматривался в качестве линейного усилительного элемента с неограниченной полосой усиления, а формирование импульсов обеспечивалось



нелинейностью и дисперсионными свойствами цепи обратной связи.

Сделаем оценки практической реализуемости генератора коротких импульсов на основе giro-ЛБВ, дополненной секцией циклотронного поглощения. При моделировании усилительной секции параметры выбирались близкими к параметрам giro-ЛБВ 8-миллиметрового диапазона длин волн, описанным в работах [14, 15]: ускоряющее напряжение составляло 70 кВ, ток пучка 3,6 А, питч-фактор около 1, радиус инжекции пучка 0,12 см. Считалось, что взаимодействие имеет место в волноводе с радиусом 0,4 см. В качестве рабочей была выбрана мода  $TE_{11}$ . В отличие от работ [14, 15], где с целью расширения полосы усиления использовался режим касания дисперсионных характеристик волны и пучка, магнитное поле подбиралось так, чтобы на рабочей частоте 40 ГГц имело место пересечение указанных дисперсионных характеристик (точка А на рис. 1б), т. е. групповая скорость волны отличалась от поступательной скорости электронов. Параметры секции поглощения, запитываемой прямолинейным электронным пучком, подбирались таким образом, чтобы в этой секции реализовался режим касания на заданной частоте (точка В на рис. 1б). Как следует из приведённой дисперсионной диаграммы, при сохранении типа рабочей моды для этого следует уменьшить радиус волновода до 0,23 см, напряжение пучка должно составлять около 40 кВ, а индукция ведущего магнитного поля — около 1,26 Тл. Считалось, что электронный пучок во второй секции является приосевым, т. е. радиус инжекции  $R_2$  равен 0. В соответствии с нормированными параметрами, при которых реализуется режим генерации УКИ (рис. 5), длина усилительной секции должна составлять 17,3 см, а длина секции поглощения 3,8 см при токе прямолинейного пучка в поглощающей секции 2,2 А. Пиковая мощность генерируемых импульсов составила 100 кВт, т. е. 40 % от мощности электронного пучка в усилительной секции. Длительность импульсов по полувисоте равнялась 200 пс при интервале между импульсами 1 нс в мягком режиме и 2 нс в жёстком режиме генерации.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что предлагаемая схема генерации коротких импульсов может быть также использована при синхронном взаимодействии электронных пучков со встречными волнами в генераторах типа giro-ЛОВ с внешним отражателем и нелинейным циклотронным поглотителем в цепи обратной связи. При этом, как следует из формулы (12), длительность импульсов должна увеличиваться по сравнению с режимом синхронного взаимодействия с попутной волной.

Следует также отметить, что для практической реализации генераторов УКИ на основе описанного принципа перспективными являются giro-ЛБВ и гирорезонансные лампы обратной волны ( giro-ЛОВ) с рабочим пространством в виде гофрированного волновода с многозаходной винтовой гофрировкой, на которой осуществляется связь бегущей и квазикритической волн [16–18]. В этом случае групповая скорость нормальной волны и вид дисперсионной характеристики в области резонанса регулируются путём изменения характеристик винтового волновода, что может быть использовано для подбора оптимальных параметров взаимодействия как в усилительной секции, так и в секции резонансного циклотронного поглощения. Важно подчеркнуть, что переход к режиму giro-ЛОВ с регулярным волноводом или giro-ЛБВ и giro-ЛОВ с винтовой гофрировкой значительно облегчает проблему селекции паразитных колебаний. В исследованной выше модели giro-ЛБВ с регулярным волноводом необходимы специальные меры для подавления низкочастотного паразитного самовозбуждения на встречной волне (точка С на дисперсионной диаграмме на рис. 1б).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15–08–04506-а).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986. 368 с.
2. Haus H. A. // IEEE J. Select. Topics in Quant. Electron. 2000. V. 6, No. 6. P. 1173.
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. Denisov G. G., Kuzikov S. V., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. Art. no. 103102-4.
6. Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г., Вилков М. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 17. С. 44.
7. Cutler C. C. // Proc. IRE. 1955. V. 43. P. 140.
8. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалёв Н. Ф. и др. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 249.
9. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140, № 5. С. 890.
10. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 157.
11. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963. 352 с.
12. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 20. С. 25.
13. Яландин М. И., Реутова А. Г., Ульмаскулов М. Р. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 11. С. 620.
14. Nguyen K., Calame J., Pershing D., et al. // IEEE Trans. on Electr. Dev. 2001. V. 48, No. 1. P. 108.
15. Pershing D., Nguyen K., Calame J., et al. // IEEE Trans. Plasma. Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 947.
16. Denisov G. G., Bratman V. L., Phelps A. D. R., Samsonov S. V. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. P. 508.
17. Bratman V. L., Cross A. W., Denisov G. G., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84, No. 12. P. 2746.
18. Samsonov S. V., Denisov G. G., Bratman V. L., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 884.

Поступила в редакцию 9 июня 2015 г.; принята в печать 7 августа 2015 г.

**GENERATION OF A PERIODIC SERIES OF HIGH-POWER ULTRA-SHORT PULSES IN A GYRO-TWT WITH A BLEACHABLE CYCLOTRON ABSORBER IN THE FEEDBACK CIRCUIT**

*M. N. Vilkov, N. S. Ginzburg, G. G. Denisov, I. V. Zotova, and A. S. Sergeev*

We demonstrate the possibility of forming a periodic series of ultra-short pulses, which has a peak power exceeding significantly the radiation power in stationary regimes, in a gyroresonance traveling-wave tube (gyro-TWT) with a bleachable cyclotron absorber in the feedback circuit. The mechanism of pulsed generation is similar to the method of passive mode synchronization, which is used widely in laser physics.