

$$\Delta\dot{\gamma} = 4 \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_1 / 2\gamma} \frac{\partial v}{\partial \gamma}. \quad (5)$$

В излучении лазеров кроме рассмотренной пары волн имеются другие, которые могут дать новую комбинационную волну, резонансно взаимодействующую с частицей:  $\Delta\omega_1 = \Delta\omega + \nu$ ,  $\Delta\omega_1 = \Delta k_1 v_1$ ,  $\Delta k_1 = \Delta k + \kappa$ ,  $v_1 = v + \delta v$ ,  $\nu = \kappa c = (2\pi c)/L$ ,  $L$  — расстояние между зеркалами лазера. Из условий резонанса находим следующее значение расстояния между резонансами:

$$\delta\gamma = \kappa / \Delta k_1 \cdot 2\gamma^2 \frac{\partial v}{\partial \gamma}. \quad (6)$$

Считая, что все волны имеют одинаковую амплитуду из (5) и (6), получим следующее условие возникновения локальной неустойчивости:

$$\varepsilon_0 > \kappa / 4\sqrt{2} \cdot \Delta k. \quad (7)$$

Из формулы (7) следует, что во всех случаях, представляющих интерес для ускорения, будет развиваться локальная неустойчивость. Развитие локальной неустойчивости приводит к увеличению средней энергии частиц и к их разогреву. Аналогично тому, как это сделано в работе [6], можно получать следующую зависимость дисперсии от времени:

$$\sqrt{(\gamma - \gamma_0)^2} \equiv \sigma \simeq \sqrt{\alpha \tau}. \quad (8)$$

Выражения, аналогичные (4), (7), (8), легко получаются из формул (3) и для других схем типа ОЛСЭ. Из формул (4), (7), (8) следует, что для ускорения частиц до больших энергий ( $\gamma \gg 1$ ) схемы типа ОЛСЭ малоэффективны: темп ускорения мал и всегда развивается стохастическая неустойчивость. Кроме того, так как  $\gamma \sim \sigma \sim \sqrt{\tau}$ , то эти схемы практически становятся не схемами ускорения, а нагрева. Эти схемы могут быть полезны при небольших изменениях энергии ( $\Delta\gamma < \gamma_0 \sim 1$ ). Например, при ускорении ионов до энергий  $\sim 1$  ГэВ. При этом темп ускорения высок ( $\gamma \sim \tau$ ), а локальная неустойчивость может не проявиться. Отметим, что развитие стохастической неустойчивости движения ускоряемых частиц будет характерным, по-видимому, для всех лазерных методов ускорения. Однако для тех, у которых темп ускорения больше чем  $\sqrt{\tau}$ , эта неустойчивость не будет столь существенной. Однако если качество ускоренного пучка не является важным, а темп ускорения  $\sim \sqrt{\tau}$  окажется удовлетворительным, то именно локальная неустойчивость может стать основой стохастической схемы ускорения, простота реализации которой находится вне конкуренции.

#### Список литературы

- [1] *Lawson L. D.* / IEEE. Trans. on Nucl. Sci. 1979. Vol. NS-26. P. 4217—4220.
- [2] *Аполлонов В. В., Калачев Ю. Л., Прохоров А. М., Федоров М. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 2. С. 61—63.
- [3] *Гапонов А. В., Миллер М.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 3. С. 751—752.
- [4] *Франк М. И.* // УФН. 1979. Т. 129. № 4. С. 685—703.
- [5] *Балакирев В. Л., Буц В. А., Толстолужский А. П., Туркин Ю. А.* // УФЖ. 1985. Т. 30. № 5. С. 726—731.

Харьковский физико-технический институт АН СССР

Поступило в Редакцию  
16 ноября 1987 г.

В окончательной редакции  
12 января 1990 г.

01

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

### К НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КАРСИНОТРОНА С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В. А. Бондаренко, А. О. Островский, Ю. В. Ткач

Ранее в [1] с позиции стационарной теории было установлено, что небольшие отражения (дополнительная обратная связь) при работе релятивистского карсинотрона в пусковом и близком к оптимальному по КПД режимах приводит к изменению стартового тока генерации высокочастотных колебаний и эффективности отбора энергии от пучка. Вместе с тем,

как показали экспериментальные исследования [2], отражение волн на торцах замедляющей структуры стимулирует также изменение режима возбуждения колебаний. Поэтому вопрос о влиянии отражений на характер автоколебательных процессов в электродинамических структурах является принципиально важным при разработке генераторов СВЧ излучения с распределенным взаимодействием. Целью настоящей работы является исследование в рамках нестационарной теории динамики автоколебательных процессов, а также определение эффективности преобразования кинетической энергии пучка в энергию микроволнового излучения в системе релятивистский электронный пучок (РЭП)—обратная электромагнитная волна с учетом дополнительной обратной связи.

Рассмотрим нелинейную динамику возбуждения ВЧ колебаний замагниченным трубчатым пучком радиуса  $b$  в гофрированном волноводе длиной  $L$ , боковая поверхность которого задана выражением  $a(z) = a_0(1 + \alpha \cos k_0 z)$ ,  $a_0$  — средний радиус волновода;  $k_0 = 2\pi/D$ ,  $D$  — пространственный период структуры;  $\alpha = (\Delta a)/a_0 < 1$ ,  $\Delta a$  — глубина гофра. Входной торец волновода ( $z=0$ ) является частично отражающим для падающей на него волны с коэффициентом отражения  $R_0$ , а выходной ( $z=L$ ) — полностью отражающим  $R_L=1$ . Таким образом, часть ВЧ энергии с входа подается на выход электродинамической системы. Для электронов пучка торцы волновода являются абсолютно прозрачными. Начальная энергия электронов пучка равна  $W = mc^2(\gamma_0 - 1)$ ,  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ ,  $\beta_0 = v_0/c$ .

Считаем, что пучок находится в синхронизме с первой пространственной гармоникой замедляющей структуры. Поэтому частота возбуждаемой волны  $\omega_0$  и продольное волновое число этой гармоники связаны условием черенковского резонанса  $\omega_0 = k_1^{(1)}v_0$ ,  $k_1^{(1)} = -k_1 + k_0$ .

Полн, создаваемые в электродинамической структуре релятивистским пучком, определим из общей теории возбуждения волноводов [3]. Предполагая, что характерное время развивающихся процессов много больше периода ВЧ колебаний, получим следующую систему уравнений, описывающую динамику пространственно-временного изменения полей прямых и встречных волн в гофрированном резонаторе [4, 5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{C}_-}{\partial \tau} - \delta_g \frac{\partial \tilde{C}_-}{\partial \xi} &= v_b / 2\pi \int_{\tau}^{\tau+2\pi} e^{i\theta_x} d\theta_0, \\ \frac{\partial \tilde{C}_+}{\partial \tau} + \delta_g \frac{\partial \tilde{C}_+}{\partial \xi} &= 0, \\ \frac{d\theta_x}{d\xi} &= \beta_0 \frac{\sqrt{1 + q_x^2}}{q_x} - 1, \\ \frac{dq_x}{d\xi} &= - \frac{\sqrt{1 + q_x^2}}{q_x} \operatorname{Re} [\tilde{C}_-(\tau, \xi) e^{-i\theta_x}], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\tilde{C}_{\pm} = E_{\pm}/E_0$ ,  $E_{\pm}$  — напряженность продольной компоненты электрического поля прямой и обратной волн,  $E_0 = mc^2 k_1^{(1)} / F_1 I_0 (k_1^{(1)} b) e$ ,  $E_1$  — значение амплитуды первой пространственной гармоники,  $q_x = p/mc$  — безразмерное значение импульсов электронов,  $\theta_x = \omega_0 t_x - k_1^{(1)} z$ ,  $\theta_0 = \omega_0 t_x (z=0)$  — фаза влета электронов в пространство взаимодействия,  $\xi = k_1^{(1)} z$ ,  $\tau = \omega_0 t$ ,  $v_b = 4I_b \lambda^2 F_1^2 I_0^2 (k_1^{(1)} b) / I_A \beta_0^3 \gamma_0^2 J_1^2(\lambda) (k_1^{(1)} a)^4$ ,  $I_b$  — ток пучка,  $I_A = mc^3/e$ ,  $\lambda = 2.405$ ,  $\delta_g = v_g/v_0$ ,  $v_g$  — групповая скорость волны,  $k_1^{(1)} b = k_1^{(1)} b / \gamma_0$ ,  $k_1^{(1)} \approx \pi/D$ .

Отметим, что при выводе системы уравнений (1) мы пренебрегли влиянием объемного заряда пучка на процесс возбуждения ВЧ колебаний в рассматриваемой электродинамической системе. Первое уравнение в (1) описывает черенковское возбуждение обратной электромагнитной волны, синхронной с РЭП; второе — распространение в резонаторе отраженной от входного торца прямой волны; остальные уравнения представляют собой уравнения движения частиц электронного потока, записанные в лагранжевых переменных.

Эффективность преобразования энергии пучка в энергию поля определяется интегралом [1, 5]

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\gamma_0 - \sqrt{1 + q_x^2}}{\gamma_0 - 1} d\theta_0. \quad (2)$$

Начальные и граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{C}_{\pm}(\tau=0, \xi) &= C_0, \quad \tilde{C}_+(\tau, \xi=0) = R_0 \tilde{C}_-(\tau, \xi=0), \\ \tilde{C}_-(\tau, \xi=l) &= \tilde{C}_+(\tau, \xi=l), \quad l = K_1^{(1)} L, \quad \operatorname{Re} C_0 = 10^{-3}, \\ \operatorname{Im} C_0 &= 0, \quad q_x(\xi=0) = q_0 \approx \beta_0 \gamma_0, \quad \theta_x(\xi=0) = \theta_0 \in [0, 2\pi]. \end{aligned}$$

На основе полученной системы уравнений (1) численно рассчитана нелинейная динамика возбуждения отрезка гофрированного волновода при различных значениях коэффициента отражения  $R_0$ . При расчетах мы полагали  $v_g/v_0=0.5$ ,  $0 \leq \xi \leq 44$ ,  $\gamma_0=3$ ,  $\sigma=0.1$ ,  $v_b/2\pi=6 \cdot 10^{-4}$ ,  $I_0(k_{\perp}^{(1)}b)=1.3$ . Соотношения между амплитудами пространственных гармоник

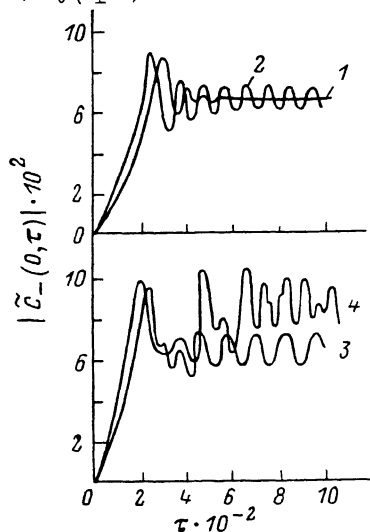


Рис. 1. Зависимости от времени амплитуды обратной волны при  $\xi=0$ .  
1 —  $R_L=R_0=0$ ;  $R_L(R_0)$ : 2 — 1 (0.2), 3 — 1 (0.4), 4 — 1 (0.9).

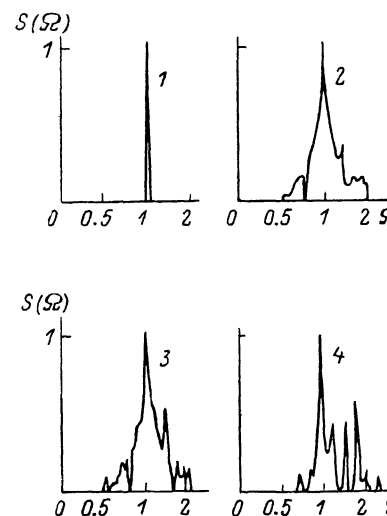


Рис. 2. Зависимости спектров генерируемых высокочастотных колебаний  $S(\Omega)$  для различных значений параметра обратной связи.

$Q = \omega/\omega_0$ ; значения  $R$  и  $R_0$  те же, что и на рис. 1.

поля даны в работе [8], откуда следует, что при данных параметрах и  $b \ll a$  значение  $F_1$  равно  $F_1=0.22$ . Приведенные значения параметров электродинамической структуры и РЭП выбраны из условия установления в системе стационарного режима генерации, близкого к оптимальному по КПД при полном согласовании волновода с обоих торцов [4, 7]. Результаты расчетов приведены на рис. 1—4.

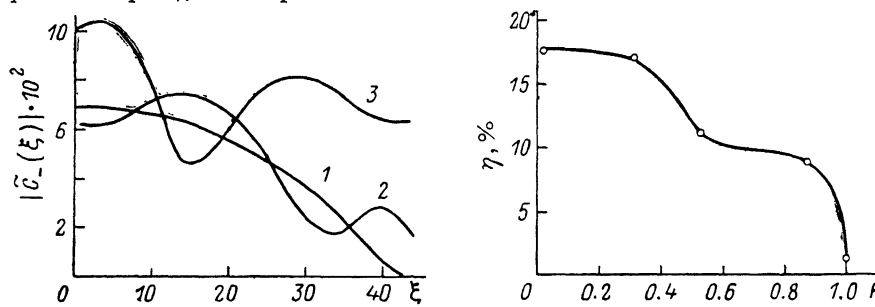


Рис. 3. Распределение амплитуды поля обратной волны вдоль резонатора.  
1 —  $R_L=R_0=0$ ,  $\tau > 500$ ; 2 —  $R_L=1$ ,  $R_0=0.5$ ,  $\tau=1255$ ; 3 —  $R_L=1$ ,  $R_0=0.9$ ,  $\tau=1097$ .

Рис. 4. Зависимость эффективности преобразования энергии пучка в энергию поля от коэффициента обратной связи  $R_0$ .

$v_b/2\pi=6 \cdot 10^{-4}$ .

Изменение характера установившихся режимов генерации ВЧ колебаний в зависимости от величин коэффициентов отражения иллюстрируют рис. 1, 2. Видно, что в случае, когда  $R_L=R_0=0$  (полностью согласованная система) переходный процесс заканчивается установлением стационарного состояния, который подробно рассмотрен в [7, 8]. Наличие отражений волн на торцах структуры (дополнительная обратная связь) приводит к срыву стационарного одночастотного режима генерации. После переходного процесса амплитуда волны  $|\tilde{c}_-(0, \tau)|$  осциллирует со временем. При этом происходит уширение частотного спектра,

в котором отчетливо видны компоненты автомодуляционных частот (рис. 2). С ростом коэффициента отражения  $R_0$ , выполняющего роль параметра дополнительной обратной связи, характер осцилляций изменяется. Так, в интервале значений  $0.1 < R_0 \leq 0.6$  осцилляции амплитуды возбуждаемой волны являются гармоническими. С ростом параметра  $R_0$  автомодуляция становится глубже, а затем начиная с  $R_0 > 0.6$  колебания амплитуды перестают быть строго периодическими. При  $R_0 = 0.9$  они становятся нерегулярными.

Согласно [4], в релятивистском карсинотроне с идеально согласованными торцами также реализуется автомодуляционный режим генерации СВЧ колебаний. Этот режим появляется при токах пучка, несколько превышающих значение стартового тока одночастотной генерации. Для приведенных выше параметров в случае, когда  $R_L = R_0 = 0$ , автомодуляция амплитуды наблюдается при  $v_b/2\pi = 9 \cdot 10^{-4}$ , что несущественно превышает значение тока пучка, соответствующее оптимуму по КПД в рамках стационарной теории. Наличие дополнительной обратной связи увеличивает степень надкритичности тока, что и приводит к появлению многочастотной генерации. В результате по мере роста  $R_0$  значение тока пучка, при котором происходит переход от стационарного режима генерации к автомодуляционному, падает.

В случае, когда реализуется автомодуляционный режим генерации высокочастотных колебаний, картина распределения амплитуды поля по длине пространства взаимодействия носит волнообразный характер (рис. 3). С ростом  $R_0$  горбы (впадины) пространственных осцилляций становятся выше (глубже). Кроме того, они с течением времени меняют свою высоту (глубину), оставаясь примерно на одних и тех же местах. Отметим, что при генерации монохроматического сигнала, когда  $R_L = R_0 = 0$ , амплитуда возбуждаемого поля  $|\bar{C}(\tau, \xi)|$  монотонно убывает свходного торца гофрированного волновода к выходному [8].

На рис. 4 представлена зависимость эффективности преобразования энергии пучка в энергию поля  $\eta\%$  от коэффициента отражения волны от полупрозрачного входного торца  $R_0$ . Из расчетов следует, что начиная с  $R_0 \geq 0.4$  эффективность отбора энергии от РЭП заметно снижается по сравнению с режимом одночастотной генерации ( $\eta \approx 17\%$ ). Это связано с накоплением ВЧ энергии в системе, которая не выносится наружу. Поэтому в данном случае стационарный режим является наиболее оптимальным с точки зрения достижения максимального КПД.

Таким образом, в настоящей работе приведены результаты теоретического исследования влияния дополнительной обратной связи за счет отражения волн на торцах гофрированного волновода на динамику возбуждения ВЧ колебаний релятивистским потоком электронов.

Показано, что введение дополнительной обратной связи в системе РЭП—обратная электромагнитная волна приводит к установлению автомодуляционного режима генерации колебаний. При этом распределение амплитуды поля возбуждаемой волны по длине пространства взаимодействия носит волнообразный характер. Установлено, что стартовый ток автомодуляционного режима генерации в системе с дополнительной обратной связью меньше по сравнению с полностью согласованной системой [4].

Показано, что эффективность отбора энергии от РЭП существенно зависит от коэффициентов отражения волн на торцах структуры. Так, при  $R_0 \geq 0.4$  значение  $\eta\%$  падает по отношению к полностью согласованной системе. Поэтому оптимальный режим возбуждения волн с точки зрения получения максимального КПД и монохроматичности микроволнового излучения реализуется при  $R_L = R_0 = 0$ .

#### Список литературы

- [1] Ковалев Н. Ф. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1982. Вып. 1 (337). С. 16—18.
- [2] Белов В. Е., Зайцев Н. И., Иляков Е. В. и др. // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. I. С. 173—175.
- [3] Вайнштейн Л. А., Соколов В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 398 с.
- [4] Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037—1052.
- [5] Айзацкий Н. И., Островский А. О. Препринт ХФТИ АН УССР. № 84-21. М., 1984. 10 с.
- [6] Островский А. О. // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. 1980. Вып. 2(6). С. 25—28.
- [7] Ковалев Н. Ф., Петрухина В. И., Сморгонский А. В. // Ряз. 1975. Т. 20. № 7. С. 1547—1550.
- [8] Электроника ламп с обратной волной / Под ред. В. Н. Шевчика, Д. И. Трубецкова. Саратов, 1975. 195 с.

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию  
22 декабря 1988 г.

В окончательной редакции  
1 июня 1989 г.