

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Усилители на основе эффекта Вавилова – Черенкова с нерегулярными электродинамическими структурами

Ю.В. Гуляев, В.Ф. Кравченко, А.А. Кураев

Дан обзор методов повышения эффективности черенковских СВЧ-усилителей с нерегулярными электродинамическими структурами на основе теории оптимального управления. Рассматриваются физические особенности оптимальных процессов в усилителях и генераторах с черенковским и комбинированным видами взаимодействия.

PACS numbers: 02.30.Yy, 41.60.Bq, 84.40.Fe

Содержание

1. Введение (639).
 2. Устройство и принцип действия ламп с бегущей волной типа О (640).
 3. Физические предпосылки возможности повышения эффективности ЛБВ-О с нерегулярной замедляющей системой (641).
 4. Оптимизация ЛБВ-О со спиральной замедляющей системой по КПД (641).
 5. Минимизация нелинейных искажений в полосе частот в ЛБВ-О с оптимизированной нерегулярной спиральной системой (644).
 6. Гиротон бегущей волны на гофрированном волноводе (648).
 7. Заключение (651).
 8. Приложение. Вариационно-итерационный метод решения нелинейных задач оптимального управления (652).
- Список литературы (655).

1. Введение

Под эффектом Вавилова – Черенкова, как известно, понимается излучение света при движении заряженных частиц в веществе, когда их скорость превышает фазовую скорость распространения световых волн в этой среде [1 – 7]. Такой же эффект наблюдается и при движении заряженных частиц (например электронов) в

искусственной квазипериодической среде, образованной квазипериодическими электродинамическими структурами. В качестве такой структуры может использоваться волновод с квазипериодической границей. Эффект излучения возникает при скорости движения электронов, превышающей фазовую скорость пространственной гармоники возбужденного в электродинамической структуре поля. Этот эффект лежит в основе механизмов генерации и усиления электромагнитных волн электронными потоками в лампах бегущей волны (ЛБВ) и лампах обратной волны (ЛОВ) — "черенковских" усилителях и генераторах. Следовало бы, конечно, назвать эти приборы "вавиловско-черенковскими", но в международной научной литературе утвердился более простой термин — "черенковские". Процессы усиления и генерации электромагнитных волн в таких приборах обусловлены когерентным излучением электронов, сгруппированных в фазовые сгустки под действием возбужденного в электродинамической системе поля. Важно, что за счет реактивной составляющей взаимодействия фазовая скорость синхронной волны уменьшается, и поэтому, в отличие от классического случая, черенковское излучение возникает и при скорости движения электронов меньшей "холодной" фазовой скорости волны в системе (фазовой скорости в отсутствие электронного потока). Этот эффект, естественно, учитывается в самосогласованной нелинейной теории ЛБВ.

Разность холодной фазовой скорости и средней скорости электронов в электронном потоке является управляющим фактором процесса взаимодействия в ЛБВ — изменение его вдоль области взаимодействия позволяет существенно варьировать условия фазового группировки электронов и условия энергообмена электронных сгустков с возбужденным в электродинамической системе полем. Изменение локального значения холодной фазовой скорости вдоль области взаимодействия определяется соответствующим изменением профиля электродинамической структуры. Таким образом, для реализации управления процессом взаимодействия эта структура должна быть нерегулярной. Оптимизация

Ю.В. Гуляев, В.Ф. Кравченко. Институт радиотехники и электроники РАН
125009 Москва, ул. Моховая 11, корп. 7, Российская Федерация
Тел. (095) 200-52-58, (095) 203-47-93
E-mail: gulyaev@cplire.ru, kravchenko_vf@fromru.com, kvf@mx.rphys.mipt.ru
А.А. Кураев. Белорусский государственный университет информатики и электроники
220027 Минск, ул. П. Бровки 6, Беларусь
Тел. (375-17) 239-84-98
E-mail: kurayev@gw.bsuir.unibel.by

Статья поступила 29 сентября 2003 г.,
после доработки 29 января 2004 г.

профиля электродинамической структуры ЛБВ согласно критерию максимальной эффективности может быть осуществлена с помощью методов нелинейного оптимального управления. Приведенные в настоящей статье результаты получены на основе эффективного вариационно-итерационного метода, сущность которого описана в приложении.

Предполагается, что движение электронов в ЛБВ прямолинейное (одномерное) — такое движение реализуется при достаточно интенсивных продольных фокусирующих магнитных полях. При конечных полях возможен резонанс циркулярно поляризованных составляющих электромагнитных волн с циклотронными колебаниями в электронном пучке в условиях нормального эффекта Доплера. В этом случае первоначально прямолинейный электронный поток получает азимутальную развертку, и при определенных условиях все электроны пучка имеют конгруэнтные фазовые траектории. Осуществляется гиротонный механизм взаимодействия, эффективность которого в тонких (по сравнению с длиной волны) пучках приближается к 100 % [8–12]. Однако при увеличении толщины пучка эффективность быстро падает. В "толстых" пучках, как будет показано в разделе 6, возможно комбинированное черенковско-гиротонное взаимодействие, при котором эффективность сохраняется на достаточно высоком уровне.

2. Устройство и принцип действия ламп с бегущей волной типа О

Лампы с бегущей волной типа О со времени их изобретения Компфнером в 1943 г. весьма широко применяются в системах радиолокации, радионавигации и связи в качестве широкополосных усилителей малой, средней и большой мощностей. Полоса усиления ЛБВ-О средней мощности со спиральной замедляющей системой (ЗС) достигает одной-двух октав при выходной мощности порядка 100 Вт. Современные ЛБВ-О перекрывают диапазон частот от 50 МГц до 500 ГГц при уровнях выходной мощности от нескольких милливатт до нескольких мегаватт. Схема устройства ЛБВ-О изображена на рис. 1.

Механизм усиления ЛБВ-О основан на взаимодействии дрейфующего электронного потока с полем замедленной электромагнитной волны. Такое взаимодействие оказывается эффективным при выполнении условий синхронизма, т.е. приближенного равенства фазовой

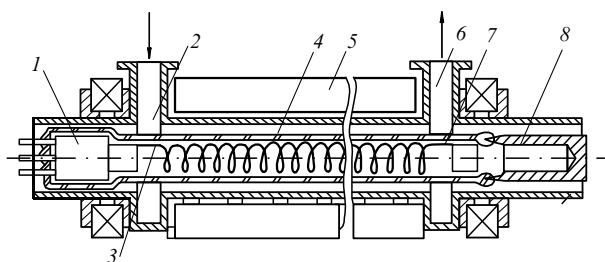


Рис. 1. Устройство ЛБВ-О. Электронная пушка 1 формирует прямолинейный электронный поток, проходящий вдоль оси лампы. Входной волновод 2 через штырь 3 соединен со спиральной замедляющей системой 4. Электронный пучок фокусируется магнитной системой 5. Выходной волновод 6 связан со спиральной ЗС с помощью штыря 7. Отрабатанный электронный поток собирается на коллекторе 8.

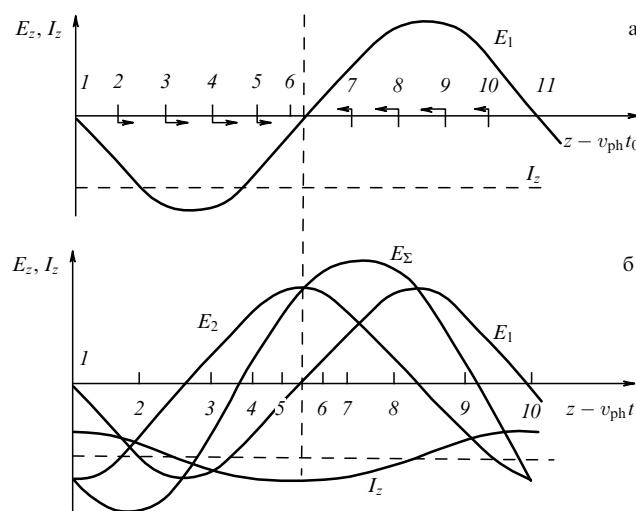


Рис. 2. Процесс взаимодействия в ЛБВ-О при точном синхронизме (а) в начальный момент t_0 и (б) при $t > t_0$.

скорости волны v_{ph} и начальной скорости осевого дрейфа электронов v_e . В этом случае фаза действующих на электрон сил поля и фаза образовавшихся под их действием электронных сгустков медленно изменяются в течение всего времени пролета электронов через ЗС. В результате группировка электронов и мощность вторичного поля, возбужденного электронными сгустками в ЗС, непрерывно (до появления нелинейных эффектов) накапливаются, т.е. при $v_e \approx v_{ph}$ имеют место кумулятивные эффекты взаимодействия.

На рисунке 2 схематично иллюстрируется процесс взаимодействия в ЛБВ при точном синхронизме, т.е. при $v_e \approx v_{ph}$. На рисунке 2а показаны распределения E_z , I_z и положение отдельных электронов в начале области взаимодействия ($t = t_0$). Поскольку предварительная группировка электронов в потоке отсутствует, они расположены равномерно вдоль оси z и ток $I_z = \text{const}$. Соответственно равномерно распределены электроны и по фазам распространяющейся на входе волны E_1 . Действующие на них силы определяются фазой поля, в которой электроны находятся (направление сил указано стрелками). Поле волны не оказывает действия на электроны 1, 6, 11, расположенные в узлах E_z , электроны 2–5 ускоряются, а электроны 7–10 тормозятся полем волны, причем величины ускоряющих и тормозящих сил зависят от положения электронов.

Под действием этих сил электроны начинают смещаться, и в некоторый момент времени $t > t_0$ их распределение принимает вид, изображенный на рис. 2б — электроны группируются вблизи электрона 6. Таким образом, распределение заряда по длине пучка становится неравномерным, и появляется переменная составляющая тока I_z , которая возбуждает в ЗС поле E_2 , сдвинутое по фазе относительно "первичного" поля входного сигнала E_1 на $\pi/2$. Теперь на поток действует уже, перемещаясь вместе с ним, суммарное поле E_Σ , имеющее большую, чем E_1 , амплитуду и некоторое смещение по фазе. Поскольку в режиме слабых сигналов (малые смещения электронов) группировка нарастает пропорционально амплитуде поля, а изменение амплитуды поля, в свою очередь, пропорционально сгруппированному току, то можно ожидать, что амплитуда поля

волны вдоль оси z изменяется по закону близкому к экспоненциальному.

3. Физические предпосылки возможности повышения эффективности ЛБВ-О с нерегулярной замедляющей системой

Чем же ограничиваются рост мощности волны в ЛБВ и, что особенно важно для мощных ламп, значение КПД? При увеличении длины области взаимодействия или входного сигнала начинают проявляться нелинейные эффекты, ограничивающие мощность волны. Основными нелинейными эффектами, приводящими к насыщению мощности в ЛБВ, являются следующие: 1) перегруппировка электронов, составляющих сгусток, и связанное с этим уменьшение первой гармоники тока в пучке; 2) торможение электронных сгустков и выход их из синхронизма при отдаче энергии (происходит переход сгустков из тормозящей фазы поля в ускоряющую). Оба эффекта, особенно второй, приводят к существенному ограничению КПД широкополосных ЛБВ-О, который обычно не превышает 20–30 %.

На самых ранних стадиях исследования ЛБВ-О в работах Пирса [13], Слетера [14] и др. был предложен способ повышения эффективности энергообмена в ЛБВ-О за счет компенсации второго эффекта путем увеличения замедления волны к выходу лампы. Этот способ привлек внимание исследователей, и позднее были выполнены нелинейные расчеты эффективности ЛБВ-О с фазовой скоростью волны, изменяющейся к концу области взаимодействия по закону $v_{ph}(z) \approx v_e(z)$ (см., например, [15]). Такие ЛБВ-О были названы изохронными. Однако подробные исследования изохронных ЛБВ показали, что если ЛБВ работает в режиме максимального КПД, то применение различных законов изохронности практически не приводит к дальнейшему росту КПД [16].

Другая идея повышения КПД ЛБВ-О состоит в создании в конце области взаимодействия условий изофазности: разность фаз первой гармоники тока пучка и напряженности поля волны $\Delta\phi$ должна поддерживаться примерно равной π или выбираться каким-то иным разумным образом [16]. Расчеты [17, 18] показали, что закон изменения фазовой скорости в изофазной ЛБВ оказывается весьма сложным. При этом КПД в изофазной ЛБВ по сравнению с КПД в однородной при достаточно больших значениях параметра усиления ε увеличивается незначительно (приблизительно на 15 %).

Таким образом, применение обоих способов не дает существенного повышения КПД ЛБВ-О и тем более не приближает его к 100 %. Дело в том, что предложенные способы компенсации выхода сгустка из тормозящей фазы несколько ухудшают условия группирования и фокусировки сгустка, что, в конечном итоге, приводит к его относительно быстрому "рассыпанию".

Очевидно, что задачу оптимизации ЛБВ-О по КПД необходимо решать комплексно, т.е. одновременно улучшать и условия отбора энергии, и условия группирования. Действительно, изменение фазовой скорости вызывает изменение условий синхронизма, что может быть использовано для улучшения условий как группирования электронов (основной эффект — секционирование области взаимодействия), так и отбора энергии (дополнительный эффект — создание условий изохрон-

ности, изофазности и т.д.). С другой стороны, преобразование и отражение попутной и встречной волн на нерегулярностях могут создавать в некоторой полосе частот оптимальное для взаимодействия распределение высокочастотного (ВЧ) поля.

Таким образом, используя оптимальную нерегулярную ЗС с широкомасштабным изменением фазовой скорости по всей длине области взаимодействия (а не только в конце ее, как в изофазных ЛБВ), можно существенно повысить КПД ЛБВ-О, что подтверждают результаты, приведенные в разделах 4, 5.

Для полного использования указанных возможностей оптимизации ЛБВ-О необходимо построить математическую модель процесса взаимодействия пучка электронов с замедляющей структурой, включающую в себя, прежде всего, уравнения возбуждения нерегулярной ЗС, вывод которых в импедансном приближении и без учета потерь приведен в [17–20]. Система уравнений, в которой учитываются распределенные потери в нерегулярной ЗС, приведена в [21].

4. Оптимизация ЛБВ-О со спиральной замедляющей системой по КПД

В работах [19–21] впервые на основе прямой оптимизации был найден и исследован оптимальный по КПД закон изменения холодной фазовой скорости в ЛБВ-О с ограниченной длиной и различными параметрами усиления ε . Оптимальный закон предполагает довольно значительное увеличение фазовой скорости на достаточно протяженном участке области взаимодействия, примыкающем к входному. В работах [17–21] отмечалось, что в области увеличения v_{ph} энергообмен незначителен, однако, реактивное взаимодействие велико, что сильно изменяет горячую фазовую скорость v_{phh} . В то же время группировка на этом участке, предшествующем изохронному участку энергоотбора, значительно улучшается по сравнению с группировкой в регулярной ЛБВ. К сожалению, этот эффект не получил в указанных работах исчерпывающего физического объяснения.

В работах [22, 23] исследован автофазный режим работы ЛБВ-О, в котором захваченные бегущей волной электроны, совершая колебания вблизи узла электрической напряженности волны, медленно отдают энергию, что позволяет при достаточном увеличении длины области взаимодействия существенно повысить КПД.

При исследовании нелинейных процессов взаимодействия в ЛБВ-О с помощью метода крупных частиц в [24] использовалась несколько преобразованная и упрощенная система самосогласованных одномерных уравнений из работы [17]:

$$\frac{d\beta_i}{dT} = -\varepsilon\theta_0 \frac{\beta_0^2}{\beta_i} (1 - \beta_i^2)^{2/3} [\sqrt{\rho} A \cos(u_i + \vartheta - \Phi) - F_i],$$

$$\frac{du_i}{dT} = \frac{\theta_0}{\varepsilon} \left(\frac{\beta_0}{\beta_i} - 1 \right),$$

$$\frac{dA}{dT} = \sqrt{\rho} \frac{2\theta_0}{N} \sum_{i=1}^N \cos(u_i + \vartheta - \Phi) - k_{\Sigma} \frac{\theta_0}{\varepsilon} S_T(T) A,$$

$$\frac{d\vartheta}{dT} = -\sqrt{\rho} \frac{2\theta_0}{NA} \sum_{i=1}^N \sin(u_i + \vartheta - \Phi)$$

с граничными условиями

$$u_i(0) = \frac{2\pi i}{N} - \frac{\pi}{2}, \quad A(0) = A_0, \quad \vartheta(0) = 0, \quad \beta_i(0) = \beta_0.$$

Здесь приняты обозначения, введенные в [18]: $u_i = \omega(t - t_{0i}) - h_e z$, $i = \overline{1, N}$ — номер фазовой траектории электрона, ω — рабочая частота, t — время прохождения электроном сечения z , t_{0i} — момент влета в область взаимодействия i -го электрона, $h_e = k/\beta_0$, $k = \omega/c$, $\beta_0 = v_0/c$, c — скорость света, v_0 — начальная скорость электронов; $T = z/L$, L — полная длина области взаимодействия; $\theta_0 = \varepsilon h_e L$, ε — параметр усиления, определенный во входном сечении, $\varepsilon = (\hat{R}(0)I_0 e / 2m_0 \omega^2)^{1/3}$; $\hat{R}(T)$ — удельное сопротивление связи, I_0 — полный ток электронного пучка, e и m_0 — соответственно заряд и масса покоя электрона; $\rho = \hat{R}(T)/\hat{R}(0)$; $\beta_i = v_i(T)/c$, $v_i(T)$ — скорость i -го электрона;

$$\dot{A} = A \exp(i\vartheta) = \frac{e\dot{E} \exp(ih_e TL)}{m_0 \sqrt{\rho \varepsilon^2 \omega c \beta_0}},$$

A, ϑ — безразмерная амплитуда и фаза "горячей" волны соответственно, $\dot{E}$ — усредненная по сечению пучка продольная составляющая электрического поля попутной волны;

$$F_i = \frac{s}{N} \left[\exp(\alpha_i u_i) \sum_{j, u_j > u_i}^{u_j < u_i + \pi} \exp(-\alpha_j u_j) - \exp(-\alpha_j u_j) \sum_{j, u_j \geq u_i - \pi}^{u_j < u_i} \exp(\alpha_j u_j) \right],$$

$s = 2\varepsilon p \exp(2x_0)/(b/a)^2 \pi \chi_0^3$, $p = h_e a$, $x_0 = \chi_0 a$, χ_0 — поперечное волновое число во входном сечении, a — радиус спирали ЗС, b — радиус электронного потока, $\alpha_j = 2a/pb(1 - \beta_j^2)^{1/2}$, $\alpha_i = 2a/pb(1 - \beta_i^2)^{1/2}$; Φ — набег фазы, определяемый холодной расстройкой фазовой скорости $v_{ph}(T)$ и начальной скорости электронов v_0 (в рассматриваемой задаче $\Phi(T)$ — функция управления процессом взаимодействия);

$$S_T(T) = \frac{x^2(T)}{\rho^2 \beta_0} \frac{0,1205}{W_0} \sqrt{f} [\Gamma \Gamma \text{ц}],$$

$W_0 = 337$ — волновое сопротивление вакуума, k_{Σ} — коэффициент, зависящий от вида материала спирали: $k_{\Sigma} = 1$ для идеально гладкой поверхности провода медной спирали, в реальном случае $k_{\Sigma} > 1$ (в расчетах полагалось, что $k_{\Sigma} = 2$).

Используя введенные переменные, электронный КПД η_e и волноводный КПД η_w можно записать в виде:

$$\eta_e(T) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1 - R_0/R_i(T)}{1 - R_0},$$

$$\eta_w(T) = \frac{\varepsilon |A^2(T) - A_0^2| \beta_0^2 R_0}{4(1 - R_0)},$$

где $R_0 = \sqrt{1 - \beta_0^2}$, $R_i(T) = \sqrt{1 - \beta_i^2(T)}$.

При наличии распределенных потерь в ЗС ($S_T \neq 0$) волновой КПД η_w оказывается меньше электронного η_e .

Степень группирования электронов удобно оценивать значением функции

$$G_r(T) = \frac{1}{N} \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos u_i(T) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin u_i(T) \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Нулевое значение G_r соответствует отсутствию группировки, $G_r = 1$ — полной группировке.

Результаты расчетов, проведенных в [24], получены при следующих значениях параметров: длина волны $\lambda = 10$ см, $\beta_0 = 0,1$ (ускоряющее напряжение $U_0 = 2,57$ кВ), $k_{\Sigma} = 2$ (потери порядка $0,24$ дБ см⁻¹ в регулярной спирали), радиус спирали $a = 0,31$ см, радиус пучка $b = 0,15$ см, $N = 2$.

Основные результаты проведенных оптимизационных расчетов состоят в следующем.

1. Если не учитывать затухание ($S_T(T) = 0$), то с увеличением θ_0 и уменьшением ε (т.е. с возрастанием длины области взаимодействия L) КПД ЛБВ-О монотонно увеличивается и при $\varepsilon < 0,08$ превышает 90 %. Механизм взаимодействия при этом приобретает типичный автофазный характер [23]. На начальном участке холодная фазовая скорость v_{ph} увеличивается, обеспечивая удержание центра фазового сгустка электронов вблизи узла поля горячей волны, т.е. горячая фазовая скорость v_{phh} равна начальной скорости электронов v_0 . После эффективной группировки электронов начинается протяженный энергоотбор автофазного типа — захваченные волной электроны, совершая ограниченные фазовые колебания относительно фазы синхронного электрона, в среднем медленно тормозятся вместе с ним. Учет затухания, однако, показывает, что в таких предельных режимах волновой КПД резко снижается и приближается к нулю — при наличии потерь автофазный режим неэффективен.

2. Результаты расчетов КПД оптимизированных по $\beta_{ph}(T)$ ЛБВ-О при $\theta_0 = 10$ и различных ε представлены на рис. 3 в виде зависимостей $\eta_e(\varepsilon)$, $\eta_w(\varepsilon)$, $A_0^{opt}(\varepsilon)$, $L^{opt}(\varepsilon)$ и $T_m(\varepsilon)$, T_m — расстояние, на котором достигается первый максимум функции группировки $G_r(T)$ (см. [24]).

Как следует из приведенных данных, при заданных параметрах $\theta_0, k_{\Sigma}, \lambda$ существуют оптимальные значения $\varepsilon_{opt} = 0,16$ и $L^{opt} = 1,05$ дм, при которых достигается максимум η_w . При меньших значениях ε общая длина области взаимодействия L резко увеличивается, а рас-

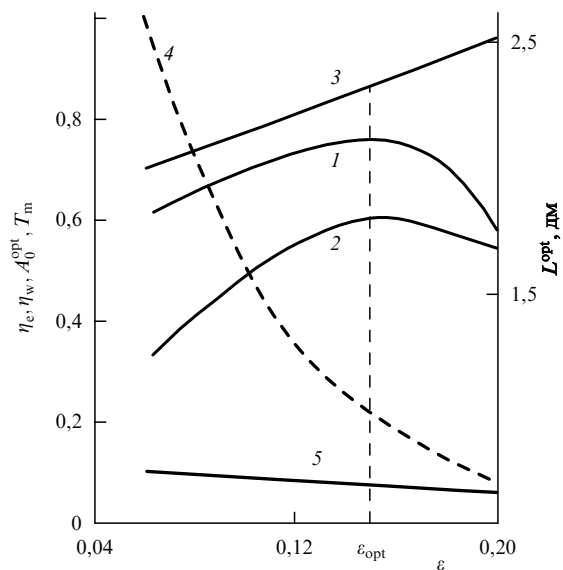


Рис. 3. Зависимости параметров оптимизированных ЛБВ-О от ε при $\theta_0 = 10$: 1 — $\eta_e(\varepsilon)$, 2 — $\eta_w(\varepsilon)$, 3 — $L^{opt}(\varepsilon)$, 4 — $T_m(\varepsilon)$, 5 — $A_0^{opt}(\varepsilon)$.

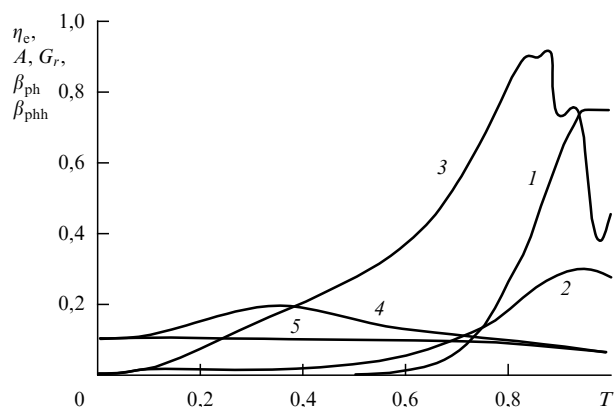


Рис. 4. Характеристики оптимизированных ЛБВ-О при оптимальном ε : 1 — $\eta_e(T)$, 2 — $A(T)$, 3 — $G_r(T)$, 4 — $\beta_{ph}(T)$, 5 — $\beta_{phh}(T)$.

стояние T_m , на котором достигается первый максимум функции группировки, уменьшается. В результате влияние потерь в ЗС существенно возрастает. Так, волновой КПД η_w при $\varepsilon = 0,06$, $L = 2,6$ дм, $T_m = 0,69$ оказывается вдвое меньше электронного η_e , т.е. половина отданной электронным потоком мощности теряется в ЗС. Когда параметр усиления $\varepsilon > \varepsilon_{opt}$, сказывается ограничение длины L — расстояние T_m , при котором достигается максимум группировки, приближается к единице. Так, различие между η_w и η_e при $\varepsilon = 0,2$, $T_m = 0,95$ становится незначительным, однако η_e не достигает высокого уровня. При больших значениях ε метод синхронного электрона уже не годится для описания близких к оптимальным по КПД режимов ЛБВ-О. В этом случае следует использовать прямые методы оптимизации, которые дают лучшие результаты [17–21].

На рисунке 4 приведены характеристики ЛБВ-О $\eta_e(T)$, $A(T)$, $G_r(T)$, $\beta_{ph}(T)$ и $\beta_{phh}(T) = v_{phh}(T)/c$ (v_{phh} — фазовая скорость усиливаемой волны — горячая фазовая скорость) при оптимальном значении $\varepsilon = 0,16$ и $\theta_0 = 10$, $A_0 = 0,072$, $L = 0,99$ дм. Поведение этих зависимостей указывает, что режим взаимодействия в этом случае не является автофазным: $\eta_e(T)$ и $A(T)$ возрастают монотонно, $G_r(T)$ имеет один максимум, область отбора энергии сравнительно невелика. Существенно, что на большей части области взаимодействия $0 \leq T \leq 0,6$, где функция группировки достигает значительной величины (т.е. фазовый сгусток достаточно хорошо сгруппирован), активного энергообмена не наблюдается (η_e близок к нулю). В этой части происходит сильное реактивное взаимодействие, и для удержания сгустка электронов в синхронизме с возбуждаемой волной требуется значительно (почти в 2 раза) увеличить холодную фазовую скорость волны в ЗС. В то же время, как следует из графика $\beta_{phh}(T)$, горячая фазовая скорость возбуждаемой волны остается постоянной и равной β_0 — синхронной скорости — на всем протяжении участка $0 \leq T \leq 0,6$. Анализ фазовых траекторий электронов показывает, что в области отбора энергии не наблюдается фазовых колебаний электронов, которые характерны для автофазного режима. Наоборот, из того же анализа следует, что при $\varepsilon = 0,06$ найденный по методу синхронного электрона режим оказывается типично автофазным: в области отбора энергии электроны, захваченные полем волны, совершают 2–3 полных колебания по фазе.

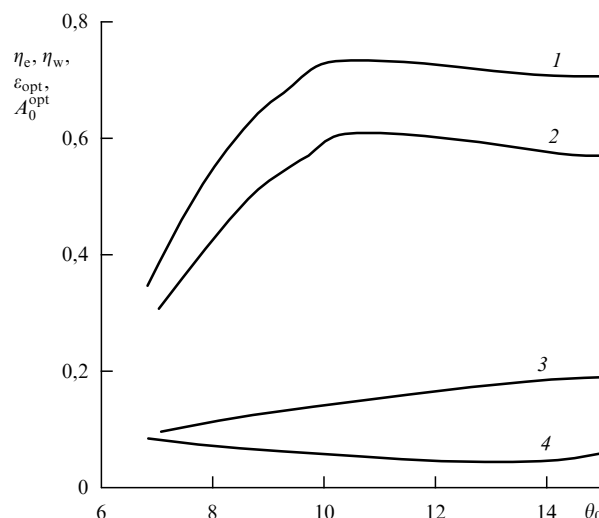


Рис. 5. Зависимость оптимальных параметров ЛБВ-О от θ_0 : 1 — η_e , 2 — η_w , 3 — ε_{opt} , 4 — A_0^{opt} .

На рисунке 5 показано влияние параметра θ_0 на оптимальные характеристики η_e , η_w , ε_{opt} , A_0^{opt} . Отметим, что в диапазоне изменения $\theta_0 = 7-15$ длина области взаимодействия почти постоянна: $L = 10-11$ см. Такая стабилизация длины L обусловлена заданным коэффициентом затухания. Уменьшение η_e и η_w при $\theta_0 < 10$ связано с тем, что при малых θ_0 , как уже упоминалось выше, метод синхронного электрона не дает удовлетворительного решения задачи оптимизации режима ЛБВ-О по КПД.

На рисунке 6 приведены характерные зависимости относительной холодной фазовой скорости $\beta_{ph}(T)/\beta_0$ для различных оптимальных по КПД вариантов. Непредставленные здесь зависимости $\beta_{phh}(T)/\beta_0$ имеют стандартный характер и подобны показанным на рис. 4: отношение $\beta_{phh}(T)/\beta_0 = 1$ на всем протяжении области

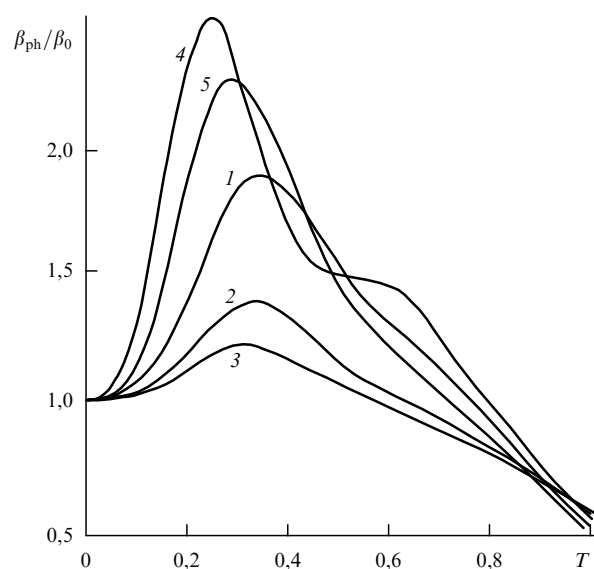


Рис. 6. Распределение относительной фазовой скорости β_{ph}/β_0 для различных оптимальных вариантов: 1 — $\varepsilon = 0,16$, $\theta_0 = 10$; 2 — $\varepsilon = 0,0866$, $\theta_0 = 10$; 3 — $\varepsilon = 0,06$, $\theta_0 = 10$; 4 — $\varepsilon = 0,21$, $\theta_0 = 15$; 5 — $\varepsilon = 0,19$, $\theta_0 = 12,5$.

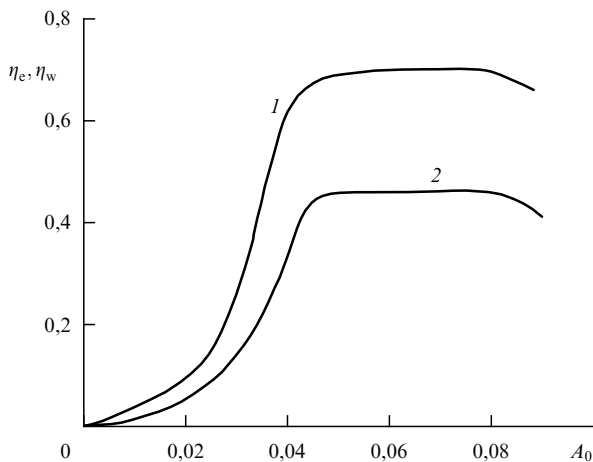


Рис. 7. Динамические характеристики оптимизированной ЛБВ: 1 — $\eta_c(A_0)$, 2 — $\eta_w(A_0)$.

группирования, а затем монотонно уменьшается в области отбора энергии. Как видно из приведенных зависимостей, для поддержания такого закона изменения $\beta_{ph}(T)/\beta_0$ холодная фазовая скорость $\beta_{ph}(T)$ должна довольно значительно возрастать в области группирования, причем величина этого возрастания существенно зависит от параметра усиления. Максимальное увеличение β_{ph}/β_0 при $\varepsilon = 0,06$ составляет 1,22, а при $\varepsilon = 0,21$ достигает уже 2,5. Это связано с резким ростом влияния электронного пучка на характеристики возбуждаемой волны, в том числе на фазовую скорость, при увеличении параметра усиления ε . Зависимости $\beta_{ph}(T)/\beta_0$ при $\varepsilon < 0,19$ имеют однотипный характер, изменения происходят только при $\varepsilon = 0,19-0,21$, когда резко повышается интенсивность взаимодействия.

На рисунке 7 приведена динамическая характеристика оптимизированной ЛБВ-О при $\varepsilon = 0,0866$ и $\theta_0 = 10$. Из рисунка видно, что в достаточно большом диапазоне изменения амплитуды входного сигнала $A_0 = 0,04-0,08$ этот вариант ЛБВ-О работает как ограничитель сигнала.

Результаты исследования [24] оптимальных по КПД режимов ЛБВ-О на основе метода синхронного электрона позволяют сделать следующие выводы относительно физических закономерностей оптимальных по КПД процессов взаимодействия в ЛБВ-О.

- Оптимальный процесс группирования осуществляется при выполнении двух условий: горячая фазовая скорость волны равна синхронной v_0 (в общем случае [17–21] близка к ней); центр сгустка расположен в начале тормозящей фазы вблизи узла поля E_z -волны. При выполнении этих условий электронный фазовый сгусток длительное время движется при идеальных для фазовой фокусировки условиях — вблизи узла фокусирующих сил. Для обеспечения таких условий на участке группирования необходимо увеличить холодную фазовую скорость волны в ЗС. Это увеличение, более сильное при больших параметрах усиления ε , компенсирует фазовый сдвиг полного поля волны, вызываемый возбужденной электронными сгустками компонентой поля в ЗС (напомним, что сгустки движутся вблизи узла полного поля).
- Отбор энергии происходит при условиях, близких к изофазным; горячая фазовая скорость полного поля

волны монотонно уменьшается на участке отбора. При этом возможно формирование двух качественно различных режимов: режима монотонного отбора энергии, происходящего сравнительно быстро, в котором электроны не совершают фазовых колебаний (этот режим характерен для вариантов ЛБВ-О с относительно высокими значениями ε (см., например, [17–21])), и автофазного режима, связанного с захватом электронов фазового сгустка, колеблющихся в потенциальной яме горячей волны и в среднем медленно тормозящихся по мере замедления этой волны [22, 23].

- Если учитывать распределенное затухание в ЗС, то, как показали расчеты, автофазный режим становится неэффективным из-за слишком больших потерь на увеличенном (в этом режиме) участке отбора энергии. Иначе говоря, затухание в ЗС снимает двухрежимное "вырождение" на участке отбора: эффективным оказывается только первый режим, в котором происходит быстрый и монотонный отбор энергии от сгустка.

5. Минимизация нелинейных искажений в полосе частот в ЛБВ-О с оптимизированной нерегулярной спиральной системой

В спектре выходного сигнала ЛБВ-О из-за нелинейности процесса группирования электронов присутствуют гармоники входного сигнала. Изучению нелинейных искажений сигнала в ЛБВ посвящена работа [25], а также ряд работ, результаты которых отражены в монографиях [26, 27]. В этих работах исследовано влияние отношения сопротивлений связи на основной и высших гармониках, дисперсии и параметра рассинхронизма на значение и характер возбуждения высших гармонических составляющих (ВГС) в регулярной ЛБВ.

В регулярных ЛБВ нелинейные искажения возрастают с улучшением группировки электронов и с соответствующим увеличением КПД. При использовании нерегулярной спирали с оптимальным законом изменения шага электронный КПД ЛБВ может достигать значения более 70 % [17, 18]. Естественно было бы ожидать, что в таких ЛБВ возрастают и нелинейные искажения. Однако, как показывают исследования [28–30], в оптимизированных нерегулярных ЛБВ доля ВГС в спектре выходного сигнала значительно (в 2–3 раза) ниже, чем в аналогичных регулярных. Эти исследования, однако, были выполнены при той же частоте входного сигнала ω_0 , при которой производилась оптимизация шага нерегулярной спирали.

При отстройке частоты входного сигнала от частоты ω_0 положения максимумов амплитуд ВГС могут переместиться вдоль области взаимодействия, что может привести к изменению гармонического состава сигнала на выходе. Для исследования этих эффектов на основе усовершенствованной математической модели нерегулярной спиральной ЛБВ разработан пакет программ, которые позволяют оптимизировать закон изменения шага спирали по максимуму КПД и минимуму коэффициента нелинейных искажений в полосе частот.

С помощью математического моделирования исследовано влияние возбуждения высших гармоник на эффективность усиления оптимизированных нерегулярных ЛБВ в полосе частот. Полученные характерные зависимости коэффициента нелинейных искажений K_n от частоты для регулярной и нерегулярной ЛБВ указы-

вают на эффективность использования нерегулярных ЗС для снижения нелинейных искажений в полосе частот.

Для исследования нелинейных искажений ЛБВ при одночастотном (ω) входном сигнале в установившемся режиме представим возбуждаемое поле в каждом сечении z как сумму гармонических составляющих $m\omega$. В соответствии с общей теорией возбуждения нерегулярных волноводов, описанной в [17, 18, 28], усредненная по поперечному сечению электронного пучка продольная электрическая составляющая волнового поля (рассматриваются только попутные волны с нормальной дисперсией) представляется в виде

$$E_{sz} = \sum_{m=1}^M E_m(z) \sqrt{\rho_{sm}(z)} \times \cos \left(m\omega t - \int_0^z \frac{m\omega}{v_{phm}(z)} dz + \vartheta_m(z) \right), \quad (1)$$

где E_m — амплитуда; ϑ_m — набег фазы ("горячей"), определяемый полем формирующегося сгустка электронов; $v_{phm}(z)$ — фазовая скорость ("холодная") собственной волны на частоте $m\omega$ регулярного волновода сравнения, соответствующая сечению z нерегулярного волновода; $\rho_{sm} = R_{sm}/R_{sm}^0$, $R_{sm} = R_s(z, m\omega)$ — удельное (приходящееся на единицу площади сечения) сопротивление связи собственной волны регулярного волновода сравнения в сечении z на частоте $m\omega$, $R_{sm}^0 = R_s(0, m\omega)$; $z = 0$ соответствует началу области взаимодействия.

В этом случае самосогласованные уравнения, описывающие движение крупных частиц, имитирующих электронный поток, в поле возбуждаемой волны без учета затухания, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dV_i}{dT} &= -\frac{\varepsilon\theta_0}{V_i\gamma_i^3} \left\{ \sum_{m=1}^M [\sqrt{\rho_{sm}(T, W)} \times \right. \\ &\quad \times (A_{mre} \cos \psi_{mi} - A_{mim} \sin \psi_{mi})] - S_q(W) F_{qi} \Big\}, \\ \frac{du_i}{dT} &= W \frac{\theta_0}{\varepsilon} \left(\frac{1}{V_i} - 1 \right), \\ \psi_{mi} &= m \left[u_i - W \frac{\theta_0}{\varepsilon} \int_0^T \left(\frac{1}{V_{phm}(T, W)} - 1 \right) dT \right], \\ \frac{dA_{mre}}{dT} &= 2\theta_0 \frac{R_{sm}^0(W)}{R_{s0}} \left[\sqrt{\rho_{sm}(T, W)} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos \psi_{mi} \right], \\ \frac{dA_{mim}}{dT} &= -2\theta_0 \frac{R_{sm}^0(W)}{R_{s0}} \left[\sqrt{\rho_{sm}(T, W)} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sin \psi_{mi} \right], \\ i &= 1, \dots, N, \quad m = 1, \dots, M; \quad V_i(0) = 1, \\ u_i(0) &= -\frac{\pi}{2} + 2\pi \frac{i-0,5}{N}, \quad A_{1re}(0) = A_0, \\ A_{1im}(0) &= 0, \quad A_{mre}(0) = 0, \quad A_{mim}(0) = 0, \quad m \geq 2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь приняты обозначения: $W = \omega/\omega_0$ — относительная частота сигнала, ω_0 — частота, на которой производится оптимизация параметров; $V_i = v_i/v_0$, v_i — скорость крупных частиц, v_0 — средняя скорость электронов на входе в ЗС; $\gamma_i = 1/(1 - \beta_i^2)^{1/2}$, $\beta_i = v_i/c$; $u_i = \omega t - \omega z/v_0$ — фаза частицы; $V_{phm} = v_{phm}(z, m\omega)/v_0$; $\theta_0 = \varepsilon L \omega_0/v_0$ — параметр длины; $A_{mre} = \text{Re}[A_m \exp(i\vartheta_m)]$; $A_{mim} = \text{Im}[A_m \exp(i\vartheta_m)]$; $A_m = eE_m(z)/(m_0\omega_0 v_0 \varepsilon^2)$ — безразмерная амплитуда; $\varepsilon = [eI_0 R_{s0}/(2m_0\omega_0^2)]^{1/3}$ — параметр

усиления; $R_{s0} = R_s(0, \omega_0)$ — сопротивление связи на опорной частоте в начале ЗС; S_q — параметр пространственного заряда, $S_q = 2\varepsilon W \omega_0^2/(\pi \varepsilon_0 c R_{s0} c^2 \beta_0^3) = 239,67 \varepsilon W \omega_0^2/(\beta_0^3 R_{s0} c^2)$, ε_0 — диэлектрическая постоянная; F_{qi} — безразмерная силовая составляющая поля пространственного заряда, действующая на i -ю частицу со стороны соседних частиц,

$$F_{qi} = \frac{1}{N} \sum_{k, |u_i - u_k| \leq \pi} E_q \left(\frac{u_i - u_k}{\pi} \right) \text{sign}(u_i - u_k),$$

где $E_q(x)$ — безразмерная силовая составляющая поля заряда, действующего на i -ю частицу со стороны всех частиц электронного потока, отстоящих от нее на расстояниях $x\lambda\omega/2 \pm l\lambda\omega$, $0 \leq x \leq 1$, $l = 0, 1, 2, \dots$; $\lambda\omega = 2\pi v_0/\omega$ — электронная длина волны. Функция $E_q(x)$ на частоте ω для заданной геометрии ЗС рассчитывается по методу сеток. Остальные обозначения соответствуют, принятым в разделе 4.

Эффективность взаимодействия определяется волновым КПД

$$\eta_m = 0,25 \varepsilon [A_m^2(T) - A_m^2(0)] \frac{R_{s0}}{R_{sm}^0(W)} \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0^2}, \quad \eta_\Sigma = \sum_m \eta_m, \quad (3)$$

где $\gamma_0 = 1/\sqrt{1 - \beta_0^2}$.

Интенсивность возбуждения ВГС будем оценивать через коэффициент ВГС (КВГС) $K_n = \sum_{m=2}^M \eta_m/\eta_1$, который характеризуется отношением паразитной мощности к мощности основного сигнала на выходе ЛБВ.

Относительные амплитуды гармоник тока на частотах $m\omega$ в сгруппированном электронном пучке удобно характеризовать функцией группировки

$$G_{rm}(T) = \frac{1}{N} \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos mu_i(T) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin mu_i(T) \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Для проведения расчетов по (1) для каждой гармоники требуется задать зависимость "холодной" фазовой скорости $v_{phm}(z)$ на частоте $m\omega$ и соответствующие конкретной ЗС зависимости сопротивления связи $R_s(z, m\omega)$.

В коэффициентах системы уравнений (2) явно указана зависимость параметров от относительной частоты W . Эти зависимости также должны быть заданы для конкретной ЗС при расчете полосовых характеристик.

Для выяснения основных закономерностей возбуждения ВГС воспользуемся моделью спирально-проводящего цилиндра. В этом случае все требуемые частотные характеристики определяются из известных дисперсионных соотношений [31]

$$x^2 \frac{I_0(x) K_0(x)}{I_1(x) K_1(x)} = \left(\frac{\omega}{c} R_0 \text{ctg} \chi \right)^2, \quad \frac{\omega^2}{v_{ph}^2} = \frac{\omega^2}{c^2} + x^2, \quad (5)$$

где χ — угол намотки, R_0 — радиус спирали, $x = k_r R_0$, k_r — поперечное волновое число, $I_0(x)$, $I_1(x)$, $K_0(x)$, $K_1(x)$ — модифицированные цилиндрические функции.

Упростив дисперсионное уравнение (5), используя известные соотношения для бесселевых функций [32],

справедливые при $x > 1$,

$$\begin{aligned} I_0(x) &\approx \frac{\exp(x)}{\sqrt{2\pi x}} \left(1 + \frac{1}{8x}\right), \quad I_1(x) \approx \frac{\exp(x)}{\sqrt{2\pi x}} \left(1 - \frac{3}{8x}\right), \\ K_0(x) &\approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \exp(-x) \left(1 - \frac{1}{8x}\right), \\ K_1(x) &\approx \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \exp(-x) \left(1 + \frac{3}{8x}\right), \end{aligned}$$

получим удобное для расчетов дисперсионное уравнение

$$x^2 \frac{64x^2 - 1}{64x^2 - 9} = \left(\frac{\omega}{c} R_0 \operatorname{ctg} \chi\right)^2. \quad (6)$$

Сопротивление связи на частоте ω выражается через фазовую скорость по формуле [33]

$$\begin{aligned} R_s(v_{ph}, \omega) &\approx 183 \frac{\omega^2}{c^2} \beta_{ph\omega} k_r^4 \times \\ &\times \exp\left(-2 \frac{\omega}{c} k_r R_0\right) \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} I_0^2\left(\frac{\omega}{c} k_r r\right) r dr, \quad (7) \end{aligned}$$

где $\beta_{ph\omega} = v_{ph}(z, \omega)/c$, $k_r = (\beta_{ph\omega}^2 - 1)^{-1/2}$, r_0 — радиус электронного пучка.

Интеграл в соотношении (7) вычислим по приближенной формуле Симпсона

$$\frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} I_0^2(ar) r dr \approx \frac{1}{3} \left[I_0^2(ar_0) + 2I_0^2\left(\frac{ar_0}{2}\right) \right], \quad (8)$$

где $a = \omega k_r/c$.

Соотношения (6) и (7) однозначно определяют для заданного закона изменения угла намотки спирали $\chi(z)$ зависимости $v_{phm}(z)$, $\rho_{sm}(z)$, требующиеся в модели (2). При расчетах вместо закона $\chi(z)$ удобно задавать закон изменения относительной фазовой скорости на опорной частоте $V_{ph}(z) = v_{ph}(z, \omega_0)/v_0$. Функция $\chi(z)$, а также необходимые для решения системы уравнений (2) зависимости $v_{phm}(z, m\omega)$, $R_s(z, m\omega)$ с помощью (6), (7) выражаются через $V_{ph}(z)$. В результате получаем замкнутую систему дифференциальных уравнений, описывающую процесс усиления в ЛБВ с учетом возбуждения ВГС.

Задача оптимального управления состоит в нахождении закона $V_{ph}(T)$, обеспечивающего максимальное значение КПД $\max \eta_1(1)$ основного сигнала при минимальном значении K_n . Оптимальный закон $V_{ph}(T)$ находим по описанной в разделе 4 методике. Для найденного оптимального закона $V_{ph}(T)$ рассчитываются зависимости выходных характеристик η_m , K_n от W . Следует отметить, что описанная методика расчетов может быть легко распространена и на более сложные модели ЗС, для которых известны зависимости $V_{phm}(V_{ph}(T))$, $R_{sm}(V_{ph}(T))$. Например, в работе [33] такие зависимости получены для спирали, закрепленной в металлическом экране диэлектрическими стержнями.

Все расчеты производились, как и в работе [30], для напряжения электронного пучка $U_0 = 5086$ В ($\beta_0 = 0,14$) и частоты сигнала $f_0 = 3$ ГГц, соответствующей длине волны $\lambda_0 = 10$ см. В этом случае при заданных значениях R_0 применима модель спирально-проводящего цилиндра. Как показали расчеты [10], в оптимальных режимах значение коэффициента нелинейных искажений K_n при одинаковой длине области взаимодействия L в основном определяется соотношением сопротивлений связи на

выходе ЛБВ ($R_{sm1} = R_{sm}^0/R_{s0}$). Прослеживается также уменьшение КПД основной гармоники при возрастании K_n , хотя суммарный КПД η_Σ уменьшается незначительно. Значения R_{sm1} для спиральной ЗС определяются параметрами R_0 , r_0 , $v_{ph}(0)$. Сравнение оптимальных вариантов регулярной и нерегулярной ЛБВ при приблизительно одинаковых значениях R_{sm1} и L показало, что в нерегулярной ЛБВ коэффициент K_n вдвое меньше, чем в регулярной.

Для сравнения полосовых характеристик регулярной и нерегулярной ЛБВ были выбраны оптимальные варианты для опорной частоты $f_0 = 3$ ГГц с учетом возбуждения трех паразитных гармоник ($m = 1, \dots, 4$):

регулярная ЛБВ — $R_0 = 0,22$ см; $r_0 = 0,18$ см; $\theta_0 = 7,52$ см; $\varepsilon_0 = 0,150$; $L = 11,1$ см; $A_1(0) = 0,018$; $I_0 = 0,30$ А; $V_{ph} = \text{const} = 0,856$; $\eta_\Sigma = 0,32$; $\eta_m = 0,238, 0,050, 0,017, 0,009$; $R_{sm1} = 1, 0,808, 0,553, 0,821$; $K_n = 0,321$; $K_u = 40,81$;

нерегулярная ЛБВ — $R_0 = 0,25$ см; $r_0 = 0,20$ см; $\theta_0 = 9,98$ см; $\varepsilon_0 = 0,173$; $L = 12,7$ см; $A_1(0) = 0,115$; $I_0 = 0,62$ А; V_{ph} — переменная; $\eta_\Sigma = 0,70$; $\eta_m = 0,632, 0,042, 0,009, 0,016$; $R_{sm1} = 1, 0,806, 0,536, 0,370$; $K_n = 0,107$; $K_u = 27,98$.

Параметры подбирались таким образом, чтобы длина L соответствовала первому максимуму мощности полезного сигнала.

Полосовые характеристики для этих вариантов рассчитывались в виде зависимостей $\eta_m(W)$, $K_n(W)$ при фиксации всех параметров и закона $V_{ph}(z)$, полученных для $W = 1$ и приведенных выше.

На рисунках 8 и 9 представлены указанные полосовые характеристики соответственно для регулярной и нерегулярной ЛБВ. Анализ приведенных зависимостей показывает, что полоса усиления нерегулярной ЛБВ шире, чем регулярной, причем значение КПД для основного сигнала у первой в 3 раза больше. Для регулярной ЛБВ характерен монотонный спад значений η_m к краям полосы. Максимум мощности m -й гармоники смещается в область низких частот с увеличением номера m .

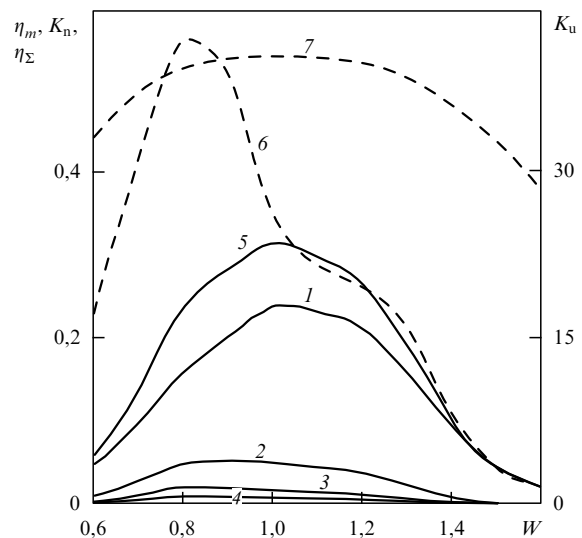


Рис. 8. Полосовые характеристики регулярной ЛБВ. Кривые 1–4 соответствуют η_m при $m = 1, \dots, 4$; кривая 5 — η_Σ ; кривая 6 отображает зависимость K_n , кривая 7 — коэффициент усиления основного сигнала $K_u = 20 \log A_1(1)/A_1(0)$.

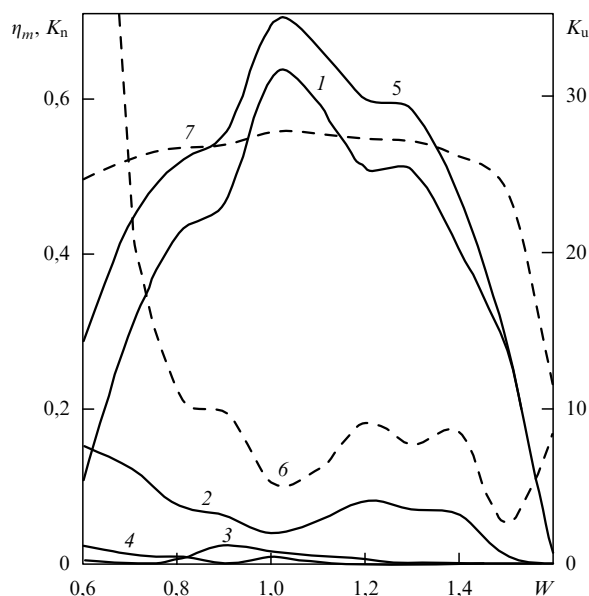


Рис. 9. Полосовые характеристики оптимизированной нерегулярной ЛБВ. Кривые 1–4 соответствуют η_m при $m = 1, \dots, 4$; кривая 5 — η_Σ ; кривая 6 отображает зависимость K_n , кривая 7 — коэффициент усиления основного сигнала $K_u = 20 \log A_1(1)/A_1(0)$.

В результате коэффициент нелинейных искажений K_n возрастает почти вдвое при $W = 0,8$.

В нерегулярной ЛБВ наблюдается колебательный характер зависимостей $\eta_m(W)$, $m \geq 2$. На значительном участке $0,8 \leq W \leq 1,5$ величина K_n колеблется около значения $K_n \approx 0,15$. Только на низкочастотном краю полосы усиления наблюдается быстрое монотонное увеличение K_n и резкое снижение мощности полезного сигнала, при этом η_2 возрастает и даже превосходит η_1 . Такое возрастание K_n на левом краю полосы усиления объясняется характером зависимостей $R_{sm1}(W)$, представленных на рис. 10 и 11 для регулярной и нерегулярной

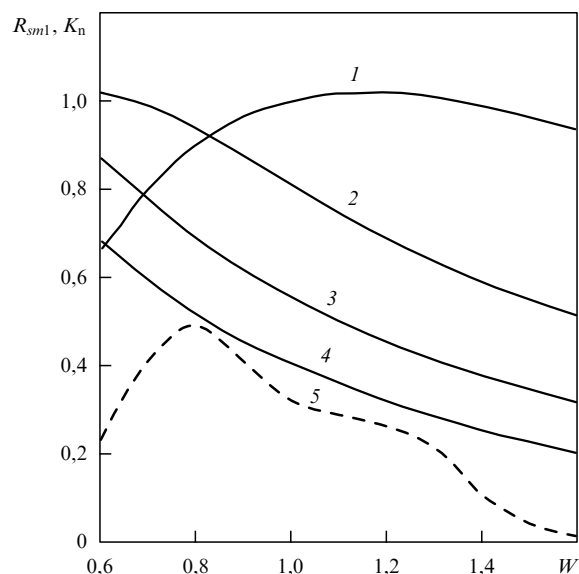


Рис. 10. Полосовые характеристики регулярной ЛБВ-О. Кривые 1–4 соответствуют R_{sm1} при $m = 1, \dots, 4$; штриховая кривая 5 — $K_n(W)$.

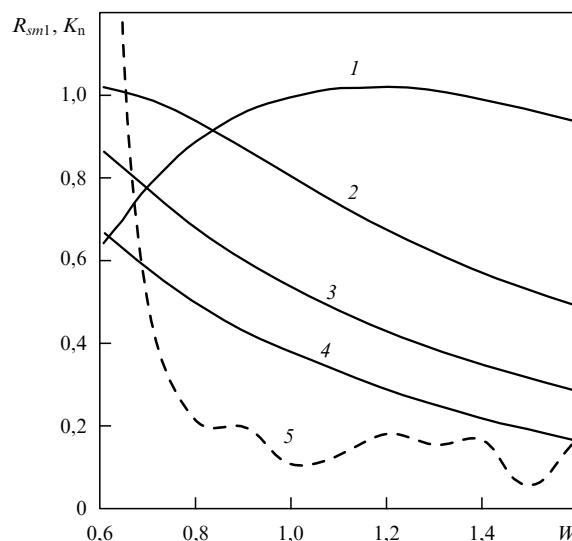


Рис. 11. Полосовые характеристики оптимизированной нерегулярной ЛБВ-О. Кривые 1–4 соответствуют R_{sm1} при $m = 1, \dots, 4$; штриховая кривая 5 — $K_n(W)$.

ЛБВ соответственно. Параметры спирали в обоих вариантах подобраны таким образом, что эти зависимости практически одинаковы. Сопротивление связи основной гармоники при $W > 1$ остается на одном уровне, в то время как сопротивления связи паразитных гармоник монотонно понижаются. Этим объясняется уменьшение K_n на высокочастотном краю полосы. Иная картина при $W < 1$. Здесь с убыванием W сопротивление связи основной гармоники убывает, а паразитных возрастает и даже превосходит R_{s11} , в результате чего K_n возрастает. Однако если в нерегулярной ЛБВ K_n монотонно возрастает с увеличением W вплоть до значения W , при котором η_1 падает почти до нуля, то в регулярной K_n достигает максимального значения, после чего монотонно уменьшается.

На рисунке 12 показан характер изменения относительных сопротивлений связи $\rho_{sm}(T)$ вдоль области взаимодействия нерегулярной ЛБВ при различных значениях W из полосы усиления. Заметим, что в регулярной ЛБВ $\rho_{sm}(T) = \text{const} = 1$. Анализ этих кривых показывает, что изменение шага спирали обеспечивает в конце области взаимодействия ЛБВ, где осуществляется основное преобразование энергии электронного пучка в энергию волны, увеличение сопротивления связи основной волны и одновременное уменьшение его для гармоник.

Разница сопротивлений связи основной и паразитных гармоник при $W > 1$ изменяется слабо. При уменьшении W в области $W < 1$ эта разница резко возрастает, сопротивление связи основной волны в конце области взаимодействия ЛБВ превосходит сопротивление паразитных гармоник, несмотря на то, что в начале области оно уменьшается (см. рис. 9). Этим эффектом объясняется стабилизация в нерегулярной ЛБВ величины K_n при $0,7 \leq W \leq 1$.

На основании выполненных расчетов можно сделать вывод, что в нерегулярной спиральной ЛБВ в полосе частот возбуждение ВГС подавляется в 2–5 раз эффективнее, чем в регулярной, благодаря характеру дисперсионной зависимости простейшей спиральной ЗС.

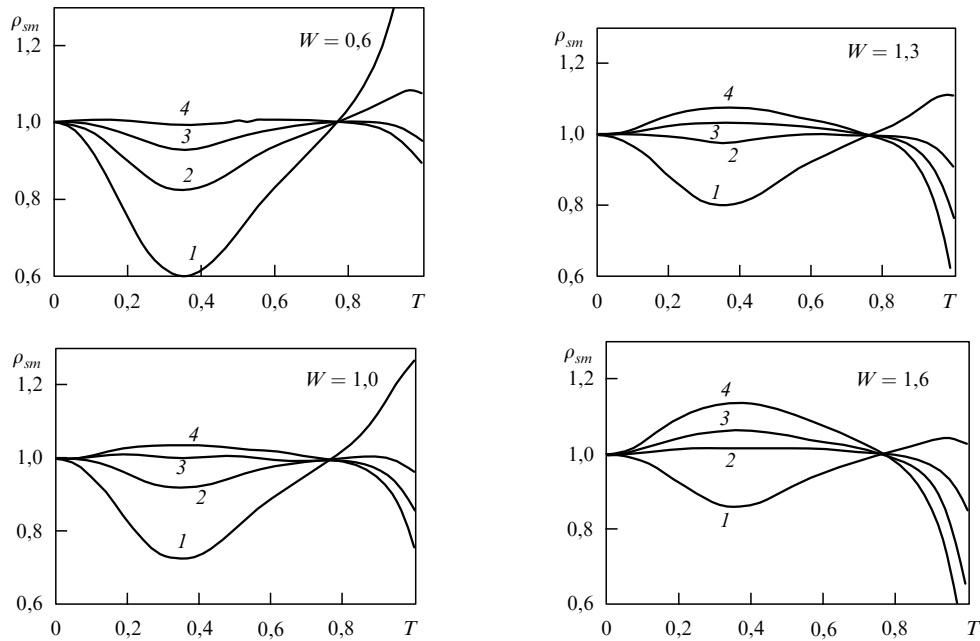


Рис. 12. Изменение относительных сопротивлений связи $\rho_{sm}(T)$ вдоль области взаимодействия нерегулярной ЛБВ при различных значениях W , указанных на рисунке.

6. Гиротон бегущей волны на гофрированном волноводе

Гиротон¹ резонансного типа [8–10] представляет собой многокаскадный усилитель на первоначально прямолинейном релятивистском электронном потоке (РЭП). Модуляция (круговая развертка) РЭП осуществляется во вращающихся полях H_{lin} , E_{lin} или E_{li0} типов, возбуждаемых в каскадно расположенных входных резонаторах с теми же видами колебаний, но в отличие от модулятора при условиях циклотронного резонанса электронов со стоячим вращающимся полем резонатора или с его попутной компонентой. Существенным элементом конструкции резонансного гиротона является область преобразования продольной скорости РЭП в поперечную (модуляционную) компоненту в нарастающем до гирорезонансного уровня магнитостатическом поле. Этот процесс в большой степени предопределяет сильную зависимость механизма преобразования энергии в резонансном гиротоне от толщины РЭП. Из-за этого эффективность гиротона при заданном диаметре РЭП достаточно быстро уменьшается с увеличением рабочей частоты [10].

В гиротоне бегущей волны (ГБВ) [11, 12] магнитостатический преобразователь отсутствует, а сохранение гиротонного механизма фазировки (без фазовой группировки все осевые электроны "правильнофазные", их фазовые траектории конгруэнтны) обеспечивает высокую эффективность. Поэтому следует ожидать, что ГБВ окажется менее чувствительным к толщине РЭП и, следовательно, более "высокочастотным" сверхмощным релятивистским усилителем.

В работе [12] исследован и оптимизирован ГБВ на гофрированном волноводе в предположении, что рабочей является вращающаяся волна EH_{11} , а связанная с ней волна HE_{11} подавляется специальными электродинамическими способами: продольными щелями или

продольными канавками четвертьволновой глубины. Однако эти способы требуют дополнительного исследования и могут оказаться неэффективными. Кроме того, они могут повлиять и на фазовые характеристики EH_{11} -волны. Поэтому в настоящем разделе рассматривается ГБВ, в котором РЭП взаимодействует одновременно со связанными HE_{11} - и EH_{11} -волнами гофрированного волновода. Показано, что идеальный (для тонкого пучка) гиротонный механизм сохраняется и в этой ситуации (т.е. электронный КПД приближается к 100 %). Кроме того, обнаружено, что периферийные электроны "толстого" РЭП имеют комбинированный механизм взаимодействия с полями HE_{11} и EH_{11} гофрированного волновода, сочетающий гиротонный и черенковский механизмы взаимодействия. Поэтому при сохранении относительно высоких КПД в ГБВ возможно использование значительно более "толстых" РЭП, чем в обычном гиротоне. Причем, это достигается в простейших конструкциях с однородным магнитным полем и регулярным гофрированным волноводом.

Введем следующие упрощения: не будем учитывать поля пространственного заряда, закритические поля EH_{li} и HE_{li} , а также поля на гармониках ω . Тогда в соответствии с общей теорией возбуждения продольно-нерегулярных волноводов с круговым сечением [17, 18] уравнения возбуждения связанных вращающихся волн HE_{11} и EH_{11} можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{V}_{11}}{dz} = & \frac{\gamma_{11}^4}{e_{11}} \left\{ \dot{A}_{11}^m \left[-\frac{1}{B^2} \left(\frac{dB}{dz} \right)^2 + \frac{1}{B} \frac{d^2 B}{dz^2} \right] + \frac{d\dot{A}_{11}^m}{dz} \frac{1}{B} \frac{dB}{dz} \right\} - \\ & - \frac{1}{e_{11}} \left[\dot{A}_{11}^e e_{11} - \left(\frac{dB}{dz} \right)^2 \dot{A}_{11}^m \gamma_{11}^5 \right] - \\ & - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\left(\beta_{ri} - \rho_i \beta_{zi} \frac{dB}{dz} \right) J_1'(v_{11} \rho_i) + \right. \\ & \left. + i \frac{1}{v_{11} \rho_i} J_1(v_{11} \rho_i) \beta_{\phi i} \right] \frac{\exp[i(\phi_i - T_i)]}{\beta_{zi}}, \end{aligned}$$

¹ Подчеркнем, что мы имеем в виду именно *гиротон*, а не гиротрон.

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{A}_{11}^e}{dz} &= \dot{V}_{11} \left(1 - \frac{v_{11}^2}{B^2} \right) - \frac{v_{11}}{b e_{11} B^2} \frac{dB}{dz} \dot{A}_{11}^m \gamma_{111}^3 - \\ &- \frac{v_{11}}{e_{11} B} \frac{dB}{dz} \dot{A}_{11}^m \gamma_{111}^{-3} - \\ &- i \frac{\sigma v_{11}}{\pi b^2 e_{11}} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N J_1(v_{11} \rho_i) \exp [i(\varphi_i - T_i)], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{P}_{11}}{dz} &= -\dot{A}_{11}^m \left\{ \left[1 + \left(\frac{dB}{dz} \right)^2 \right] - \frac{\mu_{11}^2}{B^2} - \frac{\gamma_{111}^5}{B^2} \left(\frac{dB}{dz} \right)^2 + \right. \\ &+ \frac{1}{B} \frac{d^2 B}{dz^2} \gamma_{111}^6 \left. \right\} + \dot{P}_{11} \frac{1}{B} \frac{dB}{dz} \gamma_{111}^6 - \\ &- \frac{1}{h_{11}} \left\{ - \frac{d\dot{A}_{11}^e}{dz} \gamma_{111}^{10} \frac{1}{B} \frac{dB}{dz} + \dot{C}_{11} \frac{1}{B} \frac{dB}{dz} \gamma_{111}^{11} - \right. \\ &- \left[\dot{A}_{11}^e \left(\frac{dB}{dz} \right)^2 \gamma_{111}^5 - \dot{C}_{11} B \frac{dB}{dz} \gamma_{111}^{12} \right] \left. \right\} - \\ &- \frac{i\sigma}{h_{11} \pi B} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[- \left(\beta_{ri} - \rho_i \frac{dB}{dz} \beta_{zi} \right) \frac{1}{\mu_{11} \rho_i} J_1(\mu_{11} \rho_i) - \right. \\ &- \left. i \beta_{\varphi i} J_1'(\mu_{11} \rho_i) \right] \frac{\exp [i(\varphi_i - T_i)]}{\beta_{zi}}. \end{aligned}$$

Здесь приняты следующие обозначения: $z = \omega_0 z' / c = 2\pi z' / \lambda_0$ — нормированная длина, z' — размерная длина, ω_0 — опорная частота, $\dot{A}_{11}^e = \dot{E}_{em} e / m_0 c^2$, $\dot{E}_{em}$ — комплексная амплитуда поперечной составляющей электрической напряженности волны E_{11} ; $\dot{C}_{11} = \dot{E}_{em} e / \omega_0 c$, $\dot{E}_{em}$ — комплексная амплитуда продольной составляющей электрической напряженности волны; $\dot{A}_{11}^m = \dot{E}_{vm} e / m_0 c^2$, $\dot{E}_{vm}$ — комплексная амплитуда поперечной составляющей электрической напряженности волны H_{11} ;

$$\begin{aligned} \dot{V}_{111} &= \frac{d\dot{A}_{11}^e}{dz} - v_{11} \dot{C}_{11}, \quad \dot{P}_{111} = \frac{d\dot{A}_{11}^m}{dz}, \\ \gamma_{111}^3 &= \frac{\mu_{11} v_{11} J_0(v_{11}) J_1(\mu_{11})}{v_{11}^2 - \mu_{11}^2}, \quad \gamma_{111}^{-3} = \frac{v_{11} J_1(\mu_{11}) J_0(v_{11})}{\mu_{11}(\mu_{11}^2 - v_{11}^2)}, \\ \gamma_{111}^4 &= \frac{\mu_{11} J_1(\mu_{11}) J_0(v_{11})}{\mu_{11}^2 - v_{11}^2}, \quad \gamma_{111}^5 = \frac{2v_{11}^2 J_1(\mu_{11}) J_0(v_{11})}{\mu_{11}(\mu_{11}^2 - v_{11}^2)^2}, \\ \gamma_{111}^5 &= J_1^2(\mu_{11}) \left[\frac{1 + \mu_{11}^2}{6} + \frac{1}{2\mu_{11}^2} \right], \\ \gamma_{111}^6 &= \frac{1}{h_{11}} \frac{1}{\mu_{11}^2} J_1^2(\mu_{11}), \\ \gamma_{111}^{10} &= \frac{\mu_{11}}{v_{11}^2 - \mu_{11}^2} J_0(v_{11}) J_1(\mu_{11}), \\ \gamma_{111}^{11} &= \mu_{11} v_{11} \frac{J_0(v_{11}) J_1(\mu_{11})}{v_{11}^2 - \mu_{11}^2}, \\ \gamma_{111}^{12} &= \frac{v_{11}}{\mu_{11}(\mu_{11}^2 - v_{11}^2)} J_0(v_{11}) J_1(\mu_{11}), \\ e_{11} &= \frac{1}{2} J_0^2(v_{11}), \quad h_{11} = \frac{1}{2} J_1^2(\mu_{11}) \left(1 - \frac{1}{\mu_{11}^2} \right), \end{aligned}$$

J_0, J_1 — функции Бесселя; $B(z) = \omega_0 b(z) / c$, $b(z)$ — внутренний радиус волновода; $\sigma = |I_0| e \mu_0 / cm_0 = 0,73723 \times 10^{-3} |I_0|$, I_0 — ток пучка, измеряемый в амперах, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума; $\varphi_i(z)$ — азимут i -й частицы в сечении z ; $T_i(z) = \omega_0 t_i(z) / c$,

$t_i(z)$ — время пролета i -й частицей текущего сечения z ; $\rho_i(z) = r_i(z) / B(z)$; $\beta_{ri}(z) = V_{ri}(z) / c$, $\beta_{\varphi i}(z) = V_{\varphi i}(z) / c$, $\beta_{zi}(z) = V_{zi}(z) / c$ — радиальная, фазовая и продольная нормированные скорости электронов соответственно; $J_1(v_{11}) = 0$, v_{11} — первый корень $J_1(x)$, $J_1'(\mu_{11}) = 0$, μ_{11} — первый корень $J_1'(x)$; i — номер фазовой траектории частицы, $i = 1, \dots, N$.

Начальные условия для системы уравнений (9) имеют вид

$$\operatorname{Im} \{ \dot{A}_{11}^e(0) \} = 0, \quad \operatorname{Re} \{ \dot{A}_{11}^e(0) \} = \left| K_{in} \frac{(1 - R_0) \sigma \chi_{e11}}{\pi m R_0 e_{11}} \right|^{1/2},$$

где $K_{in} = P_{in} / (U_0 |I_0|)$, P_{in} — входная мощность, U_0 — ускоряющее напряжение электронного пучка,

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \{ \dot{A}_{11}^m(0) \} &= 0, \quad \operatorname{Re} \{ \dot{A}_{11}^m(0) \} = 0, \\ \operatorname{Re} \{ \dot{V}_{11}(0) \} &= 0, \quad \operatorname{Im} \{ \dot{V}_{11}(0) \} = - \frac{1}{\chi_{e11}} \operatorname{Re} \dot{A}_{11}^e(0), \end{aligned}$$

$$\operatorname{Re} \{ \dot{P}_{11}(0) \} = 0, \quad \operatorname{Im} \{ \dot{P}_{11}(0) \} = 0,$$

$$\chi_{m11}^2 = 1 - \frac{\mu_{11}^2}{B^2(0)},$$

$$\chi_{e11}^2 = 1 - \frac{v_{11}^2}{B^2(0)}, \quad R_0 = \sqrt{1 - \beta^2(0)}.$$

Коэффициент отражения на правом конце области определяется как

$$\begin{aligned} \dot{J}^e &= - \frac{d\dot{A}_{11}^e(z_0) / dz + \chi_{e11} \dot{A}_{11}^e(z_0)}{d\dot{A}_{11}^e(z_0) / dz - \chi_{e11} \dot{A}_{11}^e(z_0)}, \\ \dot{J}^m &= - \frac{d\dot{A}_{11}^m(z_0) / dz + \chi_{m11} \dot{A}_{11}^m(z_0)}{d\dot{A}_{11}^m(z_0) / dz - \chi_{m11} \dot{A}_{11}^m(z_0)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения движения i -й заряженной частицы в поле E_{11} - и H_{11} -волн нерегулярного волновода и неоднородном магнитостатическом поле имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_{xi}}{dz} &= - \frac{R_i}{\beta_{zi}} [\bar{E}_{xi} + \beta_{yi}(F + H_{zi}) - \beta_{zi}(\bar{H}_{yi} + F_{yi}) - \\ &- \beta_{xi}(\beta_{xi}\bar{E}_{xi} + \beta_{yi}\bar{E}_{yi} + \beta_{zi}\bar{E}_{zi})], \\ \frac{d\beta_{yi}}{dz} &= - \frac{R_i}{\beta_{zi}} [\bar{E}_{yi} - \beta_{xi}(F + H_{zi}) + \beta_{zi}(\bar{H}_{xi} + F_{xi}) - \\ &- \beta_{yi}(\beta_{xi}\bar{E}_{xi} + \beta_{yi}\bar{E}_{yi} + \beta_{zi}\bar{E}_{zi})], \\ \frac{d\beta_{zi}}{dz} &= - \frac{R_i}{\beta_{zi}} [\bar{E}_{zi} + \beta_{xi}(\bar{H}_{yi} + F_{yi}) - \beta_{yi}(\bar{H}_{xi} + F_{xi}) - \\ &- \beta_{zi}(\beta_{xi}\bar{E}_{xi} + \beta_{yi}\bar{E}_{yi} + \beta_{zi}\bar{E}_{zi})], \\ \frac{dx_i}{dz} &= \frac{\beta_{xi}}{\beta_{zi}}, \quad \frac{dy_i}{dz} = \frac{\beta_{yi}}{\beta_{zi}}, \quad \frac{dT_i}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$R_i = \sqrt{1 - \beta_{xi}^2 - \beta_{yi}^2 - \beta_{zi}^2}, \quad F(z) = \frac{\mu_0 n_0 H_z^0(z)}{\omega_0},$$

$$F_{xi} = - \frac{r_i}{2} \frac{dF}{dz} \cos \varphi_i, \quad F_{yi} = - \frac{r_i}{2} \frac{dF}{dz} \sin \varphi_i,$$

$$r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}, \quad \varphi_i = \arctg \left(\frac{y_i}{x_i} \right),$$

$$\bar{E}_{xi} + i\bar{E}_{yi} = \frac{1}{2B} \left\{ \dot{A}_{11}^e J_0(v_{11}\rho_i) \exp(iT_i) - \dot{A}_{11}^e J_2(v_{11}\rho_i) \exp[i(2\varphi_i - T_i)] - \dot{A}_{11}^m J_0(\mu_{11}\rho_i) \exp(T_i) - \dot{A}_{11}^{m*} J_2(\mu_{11}\rho_i) \exp[i(2\varphi - T_i)] \right\},$$

$$\bar{E}_{zi} = \frac{1}{2} \left\{ J_1(v_{11}\rho_i) \left(\dot{C}_{11} \exp[-i(\varphi_i - T_i)] + \dot{C}_{11}^* \exp[i(\varphi_i - T_i)] \right) - \frac{\rho_i}{B} \frac{dB}{dz} J_1'(v_{11}\rho_i) \times \right. \\ \times \left(\dot{A}_{11}^e \exp[-i(\varphi_i - T_i)] + \dot{A}_{11}^{e*} \exp[i(\varphi_i - T_i)] \right) - \\ \left. - \frac{1}{\mu_{11}\rho_i} J_1(\mu_{11}\rho_i) \left(\dot{A}_{11}^m \exp[-i(\varphi_i - T_i)] + \dot{A}_{11}^{m*} \exp[i(\varphi_i - T_i)] \right) \right\},$$

$$\bar{H}_{xi} + i\bar{H}_{yi} = \frac{1}{2B} \left\{ v_{11} \left(\dot{C}_{11} J_0(v_{11}\rho_i) \exp(iT_i) + \dot{C}_{11}^* J_2(v_{11}\rho_i) \exp[i(2\varphi_i - T_i)] \right) - \right. \\ \left. - \frac{d\dot{A}_{11}^e}{dz} J_0(v_{11}\rho_i) \exp(iT_i) - \frac{d\dot{A}_{11}^{e*}}{dz} J_2(v_{11}\rho_i) \times \right. \\ \times \exp[i(2\varphi_i - T_i)] + \frac{1}{B} \frac{dB}{dz} \mu_{11}\rho_i J_1(\mu_{11}\rho_i) \times \\ \times \left(\dot{A}_{11}^m \exp[-i(\varphi_i - T_i)] + \dot{A}_{11}^{m*} \exp[i(\varphi_i - T_i)] \right) \left. \right\},$$

$$\bar{H}_{zi} = \frac{1}{B^2} \left\{ \mu_{11} J_1(\mu_{11}\rho_i) \left(\dot{A}_{11}^m \exp[-i(\varphi_i - T_i)] + \dot{A}_{11}^{m*} \exp[i(\varphi_i - T_i)] \right) \right\}.$$

Начальные условия для системы уравнений (11) при отсутствии начальной модуляции РЭП могут быть заданы в виде

$$\varphi_i(0) = 0, \\ \beta_{xi} = 0, \quad \beta_{yi}(0) = 0, \quad \beta_{zi}(0) = 0, \quad \beta_{z0} = \frac{\beta_0}{\sqrt{1+q^2}}, \\ x_i(0) = r_{vc}, \quad y_i(0) = 0, \quad T_i(0) = \frac{2\pi}{N} (i-1). \quad (12)$$

"Электронный" КПД в принятых обозначениях определяется как

$$\eta_e(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1 - R_0/R_i(z)}{1 - R_0}, \quad (13)$$

а "волновые" КПД соответственно имеют вид

$$\eta_E(z) = \frac{\pi R_0 e_{11}}{(1 - R_0)\sigma} \operatorname{Im}(\dot{A}_{11}^e \dot{V}_{11}^*), \\ \eta_H(z) = \frac{\pi R_0 h_{11}}{(1 - R_0)\sigma} \operatorname{Im}(\dot{A}_{11}^m \dot{P}_{11}^*). \quad (14)$$

На основе сформулированной выше математической модели получены и проанализированы варианты оптимальных по КПД ГБВ с однородным магнитным полем и периодическим гофрированным волноводом. Профиль волновода описывался функцией

$$B(z) = g_1 + g_2 \sin^2 \left(g_3 \pi \frac{z}{z_0} \right),$$

где g_1, g_2, g_3 — варьируемые параметры.

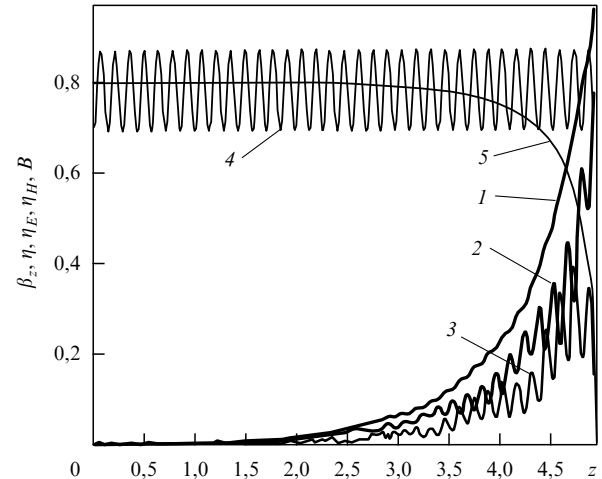


Рис. 13. Характеристики ГБВ (вариант 1): 1 — электронный КПД, 2 — КПД волны E_{11} , 3 — КПД волны H_{11} , 4 — профиль волновода $B(z)/2\pi$, 5 — средняя продольная скорость электронов β_z .

Вариант 1. ГБВ с тонким электронным потоком ($r_{vc} = 0$): $\beta_0 = 0,8$, $F = 0,696$, $K_{in} = 0,005$, $g_1 = 4,338$, $g_2 = 1,127$, $g_3 = 35$, $z_0 = 31,14$, $\sigma = 1,121$, КПД = $\eta = \eta_e = \eta_E + \eta_H = 0,97$.

На рисунке 13 приведены интегральные характеристики этого варианта $\beta_z(z)$, $\eta(z)$, $\eta_E(z)$, $\eta_H(z)$, а также профиль волновода $B(z)$.

На рисунке 14 изображены траектории электронов в поперечном сечении с разными номерами i (или разными фазами влета в область взаимодействия $\omega t_{i0} = 2\pi i/N$).

Анализ приведенных результатов показывает:

1) общий КПД $\eta(z_0)$ ГБВ с комбинированным взаимодействием первоначально прямолинейного РЭП со связанными вращающимися модами EH_{11} и HE_{11} периодически гофрированного волновода приближается к 100 %, как и в одномодовом ГБВ [12]. С другой сто-

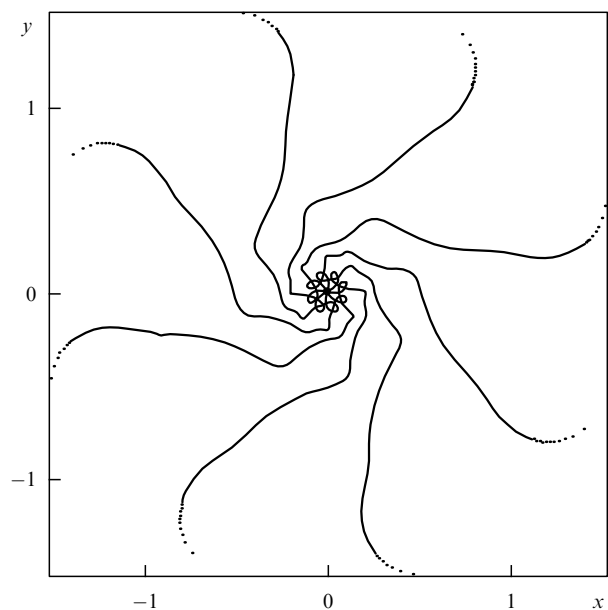


Рис. 14. Траектории электронов в поперечном сечении для варианта 1 для разных фаз влета электронов в волновод.

роны, создание выходного конвертера, преобразующего составляющую EH_{11} в HE_{11} , не вызывает трудностей (в работе [18] приведен пример расчета такого конвертера);

2) поперечные фазовые траектории электронов (см. рис. 14) конгруэнтны, как и в одномодовом ГБВ [12]. Это указывает на сохранение идеального механизма фазировки электронов (независимость от фазы влета) и в двухмодовом ГБВ;

3) как следует из характера зависимостей $\eta_E(z)$, $\eta_H(z)$ (см. рис. 13), EH_{11} периодически частично преобразуется в HE_{11} , и наоборот. Во взаимодействии с РЭП для тонкого электронного потока основную роль играет волна EH_{11} , которая преобразуется потом в волну HE_{11} . Если исключить из рассмотрения волну HE_{11} , то КПД практически не изменится. Немного изменятся только ток и значение магнитостатического поля. Это объясняется тем, что в гофрированном волноводе фазовые скорости волн EH_{11} и HE_{11} существенно различаются. Если для волны EH_{11} замедление довольно велико, то для волны HE_{11} оно незначительно, так как радиус волновода для этой волны намного превышает критический.

Вариант 2. ГБВ с широким РЭП ($r_{vc} = 1$): $\beta_0 = 0,8$, $F = 0,541$, $g_1 = 4,263$, $g_2 = 0,969$, $g_3 = 35$, $z_0 = 31,14$, $\sigma = 1$, $K_{in} = 0,0008877$, КПД = $\eta = \eta_e = \eta_E + \eta_H = 0,58$.

Для расчета ГБВ с широким электронным потоком с постоянной плотностью тока электронный поток разбивался на слои с радиусами ведущих центров, соответствующими одинаковым площадям электронных колец. Число колец задавалось от 3 до 7.

На рисунке 15 приведены интегральные характеристики и зависимость $B(z)$ для этого варианта, на рис. 16 — фазовые траектории центрального и периферийных электронов РЭП в поперечном сечении.

Приведенные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1) характер интегральных зависимостей $\beta_z(z)$, $\eta(z)$, $\eta_E(z)$, $\eta_H(z)$ остается таким же, как и в случае тонкого РЭП, хотя эффективность взаимодействия уменьшается;

2) как видно из рис. 16, поперечные траектории периферийных электронов РЭП в отличие от траектории центрального оказываются зависящими от фазы влета;

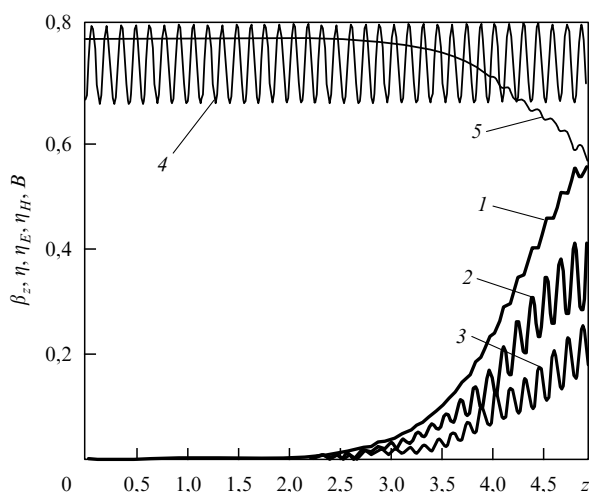


Рис. 15. Характеристики ГБВ (вариант 2): 1 — электронный КПД, 2 — КПД волны E_{11} , 3 — КПД волны H_{11} , 4 — профиль волновода $B(z)/2\pi$, 5 — средняя продольная скорость электронов β_z .

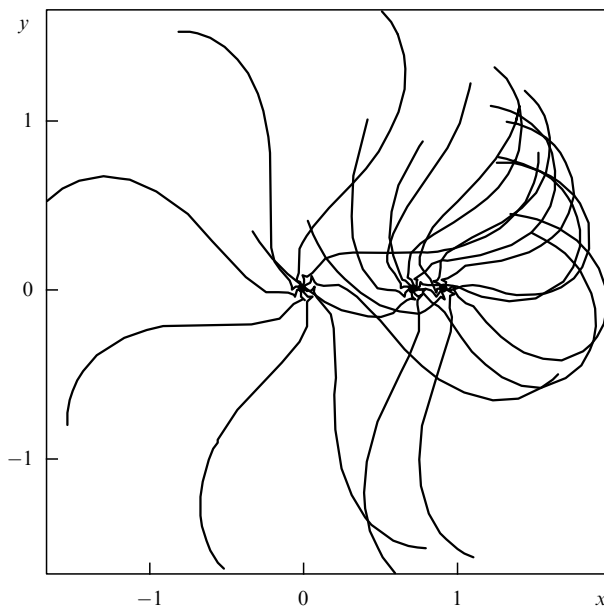


Рис. 16. Поперечные траектории центральных и периферийных электронов пучка для трехслойной модели ГБВ варианта 2.

3) КПД взаимодействия снижается значительно меньше, чем в резонансных гиротонах [8–10]. Следовательно, ГБВ является существенно более высокочастотным прибором, чем резонансный гиротон. Например, если исходить из диаметра РЭП 2,6 мм, то для $r_{vc} = 1$ рабочая длина волны будет составлять $\lambda = 8$ мм.

Такое превосходство ГБВ обусловлено тем, что для периферийных электронов здесь вступает в действие дополнительный вид взаимодействия — черенковский, подобный имеющему место в обычной ЛБВ-О на гофрированном волноводе. Это подтверждает фазовая диаграмма, приведенная на рис. 17, которая указывает на четко выраженную продольную группировку электронов. Такой механизм, естественно, отсутствует в резонансных гиротонах. Таким образом, в ГБВ на гофрированном волноводе для периферийных электронов осуществляется комбинированный механизм взаимодействия — черенковско-гиротонный, благодаря чему поддерживается весьма высокая эффективность прибора.

Вариант 3. Релятивистский ГБВ с широким РЭП ($r_{vc} = 1$): $\beta_0 = 0,9672$, $F = 1,063$, $g_1 = 4$, $g_2 = 0,866$, $g_3 = 35$, $z_0 = 31,14$, $\sigma = 1,06$, $K_{in} = 0,005$, КПД = $\eta = \eta_e = \eta_E + \eta_H = 0,78$.

В этом варианте КПД прибора по сравнению с КПД в варианте 2 существенно возрастает от — 58 до 78 % — при одном и том же радиусе электронного потока. Следует отметить, что с увеличением радиуса электронного потока от $r_{vc} = 1$ до $r_{vc} = 3$ КПД уменьшается всего на 52 %. Другими словами, даже в том случае, когда электронный поток заполняет почти все поперечное сечение волновода ($r_{\max \text{ вол}} = 3,8$), КПД не падает ниже 50 %.

7. Заключение

Приведенные в статье результаты исследований показывают, что весьма сложная проблема оптимизации нелинейного процесса взаимодействия в приборах черенковского типа нашла достаточно полное разрешение, при-

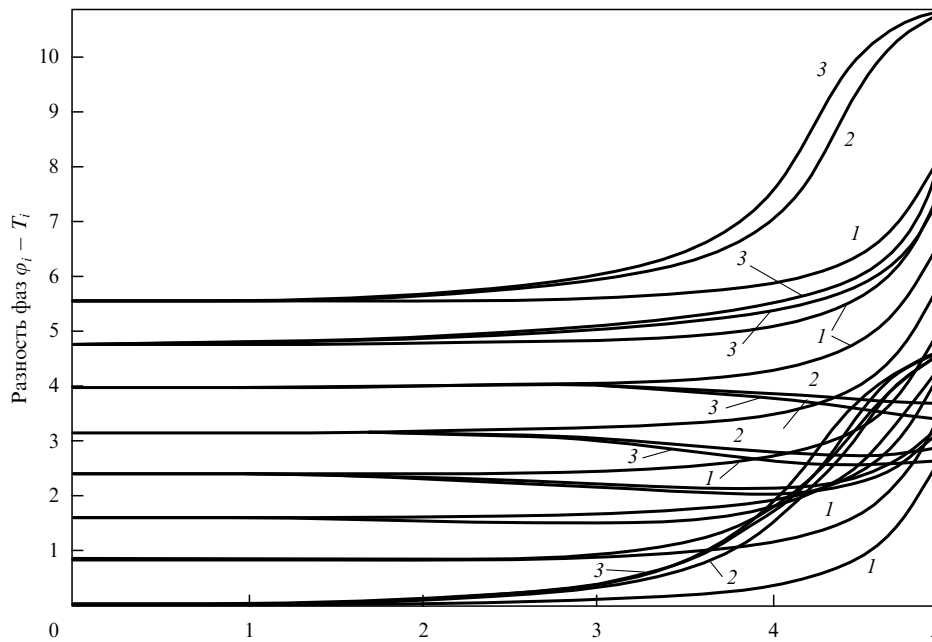


Рис. 17. Фазовая диаграмма для трехслойной модели ГВВ варианта 2: 1 — фазовые траектории центрального электрона; 2 — фазовые траектории электронов среднего слоя; 3 — фазовые траектории электронов периферийного слоя пучка.

чем в отечественных работах, основанных на оригинальных методах решения задач оптимального управления с использованием аппарата атомарных функций (см. приложение). В этом отношении представляются весьма показательными материалы по достижениям в области ЛБВ-О, представленные в обзоре [34]. Рост достижений вполне определенно коррелирует с предшествующей публикацией работ [17–23, 25, 28] и др. с результатами оптимизации спиральных ЛБВ по КПД и минимуму нелинейных искажений, в которых установлен оптимальный закон изменения холодной фазовой скорости в области взаимодействия ЛБВ и выяснен характер оптимальных физических процессов взаимодействия в оптимизированных вариантах.

8. Приложение.

Вариационно-итерационный метод решения нелинейных задач оптимального управления

Для того чтобы избежать громоздких выкладок, остановимся на упрощенном варианте задачи оптимального управления, при следующих предположениях: а) левый конец фазовых траекторий подвижен на заданных гиперповерхностях; б) правый конец траекторий свободен (ограничения вводятся в общий функционал — целевую функцию); в) векторы переменных состояния и управления непрерывны; г) интервал движения $[0, T_0]$ задан. Принципиальные моменты излагаемого на примере такой задачи метода иллюстрируются достаточно полно, а обобщение метода на общий случай не представляет трудностей [17, 18].

При перечисленных условиях задача оптимального управления ставится следующим образом (смысл переменных и параметров поясним на примере задачи оптимального управления процессом взаимодействия в СВЧ-приборах).

1. Задана математическая модель динамического процесса в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений (уравнений состояния)

$$\frac{dX_s}{dT} \equiv \dot{X}_s = f_s[X_1, X_2, \dots, X_s, \dots, X_n;$$

$$g_1(T), \dots, g_k(T); M_1, \dots, M_l, T],$$

$$s = 1, 2, \dots, n, \quad 0 \leq T \leq T_0, \quad (\text{П.1})$$

или в векторной форме

$$\frac{d\mathbf{X}}{dT} = \dot{\mathbf{X}} = f[\mathbf{X}, \mathbf{g}(T), \mathbf{M}, T],$$

где $\mathbf{X} = (X_1, X_2, \dots, X_n)^T$ — n -мерный транспонированный вектор фазовых переменных (координаты (фазы), скорости совокупности "крупных частиц", моделирующих электронный поток, амплитуды и фазы силовых составляющих электромагнитного поля и др.); $\mathbf{g}(T) = (g_1, g_2, \dots, g_m)^T$ — m -мерный вектор управления процессом взаимодействия (распределение по T ВЧ- и статических полей, профиль волноводной системы, угол намотки спиральной ЗС и др.); $\mathbf{M}$ — параметры управления процессом взаимодействия (амплитуда и фаза электромагнитного поля в резонаторе, длина области взаимодействия, расстройка рабочей и циклотронной частот, ток и диаметр пучка, диаметр волновода или пролетного канала и др.); T — приведенная длина области взаимодействия или приведенное время взаимодействия.

2. Заданы граничные условия на левом конце при $T = 0$

$$X_s(0) = X_s(\mathbf{B}), \quad (\text{П.2})$$

где $\mathbf{B} = (B_1, \dots, B_j, \dots, B_C)^T$ — параметры начальных условий процесса.

3. Целевая функция задается в виде функционала (задача Больца)

$$J = \Phi(\mathbf{X}(T_0)) + \int_0^{T_0} f_{n+1}(\mathbf{X}, \mathbf{g}, \mathbf{M}, T) dT. \quad (\text{П.3})$$

Ставится задача оптимального управления: найти среди непрерывных функций $X_s(T) (s = \overline{1, n})$ и $g_k(T) (k = \overline{1, m})$, удовлетворяющих на интервале $[0, T_0]$ уравнениям (П.1) и при $T = 0$ граничным условиям (П.2), а также среди параметров $\mathbf{M}, \mathbf{B}$ такие, которые доставляют экстремум функционалу (П.3).

Представим приближенно искомую функцию управления $g_k(T)$ в виде конечного ряда по упорядоченной, ортогональной на интервале $0 \leq T \leq T_0$, полной системе функций $\{\varphi_i(T)\}$, удовлетворяющих заданным ограничениям, которые обусловлены физической природой управления процессами взаимодействия [17, 18],

$$g_k^N(T) = \sum_{i=1}^N A_{ki} \varphi_i(T). \quad (\text{П.4})$$

Следовательно, функционал (П.3) после решения задачи (П.1), (П.2) становится функцией $n \times r$ параметров A_{ki} , а также параметров $\mathbf{M}$ и $\mathbf{B}$. Минимум (максимум) этой функции можно найти с помощью одного из методов минимизации функций многих переменных. Когда на функцию управления $g_k(T)$ накладываются дополнительные специальные условия, в частности, условия гладкости с дополнительным требованием малости высших производных, каждая из функций $\varphi_i(T)$ также должна удовлетворять им. Оказалось, что функции, полученные и исследованные в [35–43], отвечают всем приведенным выше условиям. Кроме того, можно показать, что никакие другие финитные бесконечно дифференцируемые функции не обладают такими хорошими аппроксимационными свойствами.

Простейшей и наиболее изученной среди таких функций является $\text{up}(x)$ — финитное с носителем $[-1, 1]$ решение дифференциально-функционального уравнения

$$y'(x) = 2y(2x + 1) - 2y(2x - 1), \quad (\text{П.5})$$

нормированное условием $\int_{-1}^1 \text{up}(x) dx = 1$.

Функция $\text{up}(x)$ имеет следующее интегральное представление:

$$\text{up}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(itx) F(t) dt,$$

где

$$F(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(2^{-k}t)}{2^{-k}t}.$$

Эта четная, бесконечно дифференцируемая функция не является аналитической ни в одной точке своего носителя $[-1, 1]$. Ее ряд Тейлора в двоично-рациональных точках (т.е. в точках вида 2^{-k}) является многочленом, а в остальных точках носителя имеет нулевой радиус сходимости.

Эта функция имеет следующие свойства: $\text{up}(0) = 1$; она возрастает на $[-1, 0]$ и убывает на $[0, 1]$; при $x \in (0, 1)$ $\text{up}(1-x) = 1 - \text{up}(x)$; ее целочисленные сдвиги есть разбиение единицы,

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \text{up}(x - k) = 1.$$

Все приведенные выше свойства непосредственно следуют из (П.5).

Для моментов

$$a_{2k} = \int_{-1}^1 x^{2k} \text{up}(x) dx, \quad b_k = \int_0^1 x^k \text{up}(x) dx$$

справедливы рекуррентные соотношения

$$a_0 = 1; \quad a_{2n} = \frac{(2n)!}{2^{2n} - 1} \sum_{k=1}^n \frac{a_{2n-2k}}{(2n-2k)!(2k+1)!};$$

$$b_{2n+1} = \frac{1}{2^{2n+3}(n+1)} \sum_{k=0}^{n+1} a_{2n+2}.$$

В точках $k/2^n$ функция $\text{up}(x)$ принимает рациональные значения. В частности,

$$\text{up}(-1 + 2^{-n}) = \frac{b_{n-1}}{2^{C_n^2}(n-1)!}.$$

Из уравнения (П.5) получим для n -й производной $\text{up}^{(n)}(x)$:

$$\text{up}^{(n)}(x) = 2^{(2n+1)n/2} \sum_{k=1}^{2^n} \delta_k \text{up}(2^n x + 2^n + 1 - 2k),$$

где $\delta_1 = 1, \delta_{2k} = -\delta_k, \delta_{2k-1} = \delta_k$.

При этом, хотя функция $\text{up}(x)$ и бесконечно дифференцируема, но ряд Тейлора для ее вычисления не годится, так как в каждой точке $x_0 \in [-1, 1]$ он либо имеет нулевой радиус сходимости, либо сводится к многочлену (в точках $k/2^n$), и, следовательно, к $\text{up}(x)$ не сходится. Здесь важно, что для любого n существуют коэффициенты $C_k^{(n)}$ такие, что

$$x^n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_k^{(n)} \text{up}(x - k2^{-n}).$$

Для нахождения функции $\text{up}(x)$ используется быстросходящийся ряд

$$\begin{aligned} \text{up}(x-1) &= \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{S_k+1} P_k \times \\ &\times \sum_{j=0}^k \frac{[2^{(j+1)^j - (k-j)(k-j-1)/2}] b_{k-j-1}}{(k-j-1)!j!} \quad (x=0, P_1, \dots, P_k), \end{aligned}$$

$$0 \leq x \leq 1,$$

где b_l — моменты функции $\text{up}(x)$ при $l > 0$; $b_{-1} = 1, 0! = 1! = 1, S_k = \sum_{j=1}^k P_j$; $(x=0, P_1, \dots, P_k)$ — запись числа x в двоичной системе счисления, т.е. $(x=0, P_1 \dots P_k) = x - 2^{-k} [2^k x]$; $[x]$ — целая часть x ; $P_k = [2^k x] - 2[2^{k-1} x]$.

Остаточный член этого ряда удовлетворяет условию

$$|R_n| \leq \frac{1}{2^{n(n+1)/2}(n-1)!}.$$

Итак, представим приближенно искомую функцию управления как

$$g_k^N(T) = \sum_{i=1}^N A_{ki} \text{up}\left(\frac{T - T_{ki}}{\rho_{ki}}\right), \quad (\text{П.6})$$

где T_{ki} — параметр сдвига, $T_{ki}/\rho_{ki} \in [0, T_0]$; ρ_{ki} — параметр ширины функции $\text{up}(z)$.

Методы быстрого вычисления $\text{up}(z)$ даны в [35, 42, 43].

При подстановке (П.6) функционал (П.3) после решения задачи Коши (П.1), (П.2) становится функцией $3N \times m$ параметров A_{ki} , T_{ki} , ρ_{ki} и параметров $\mathbf{M}$, $\mathbf{B}$. Минимум этой функции может быть найден с помощью методов минимизации функций многих переменных. В случае использования для минимизации J градиентных методов процедуру численного (конечно-разностного) определения градиента J можно исключить [17, 18]. Методика исключения описана ниже.

Поставленная задача оптимального управления ввиду условия (П.1), налагаемого на g_k , X_s (неголономные связи), является типичной задачей на условный экстремум [17, 18], для решения которой целесообразно воспользоваться методом множителей Лагранжа. Введем пока неопределенные множители Лагранжа $\lambda_s(T)$ ($s = \overline{1, n}$) и построим вспомогательный функционал I :

$$I = J + \int_0^{T_0} \sum_{s=1}^n \lambda_s \varphi_s dT,$$

где $\varphi_s = \dot{X}_s - f_s(X_s, g_k, M_i, T)$.

Очевидно, что при удовлетворении (П.1) ($\varphi_s = 0$) I совпадает с J . Введем функцию Гамильтона

$$H = -f_{n+1} + \sum_{s=1}^n \lambda_s f_s = H(X_s, g_k, \lambda_s, M_i, T),$$

тогда

$$I = \Phi(X_s(T_0)) + \int_0^{T_0} \left(\sum_{s=1}^n X_s \lambda_s - H \right) dT. \quad (\text{П.7})$$

Возьмем первую вариацию I

$$\begin{aligned} \delta I = & \sum_{s=1}^n \frac{\partial \Phi}{\partial X_s} \delta X_s(T_0) + \\ & + \int_0^{T_0} \left[\sum_{s=1}^n \left(\dot{X}_s \delta \lambda_s + \lambda_s \delta \dot{X}_s - \frac{\partial H}{\partial \lambda_s} - \frac{\partial H}{\partial X_s} \delta X_s \right) - \right. \\ & \left. - \sum_{k=1}^m \frac{\partial H}{\partial g_k} \delta g_k - \sum_{i=1}^l \frac{\partial H}{\partial M_i} dM_i \right] dT \end{aligned} \quad (\text{П.8})$$

и сделаем следующее преобразование:

$$\int_0^{T_0} \lambda_s \delta \dot{X}_s dT = \lambda_s \delta X_s \Big|_0^{T_0} - \int_0^{T_0} \dot{\lambda}_s \delta X_s dT. \quad (\text{П.9})$$

Предположим также, что на каждой итерации (П.1) решается точно, т.е. $\varphi_s = 0$, или

$$X_s - \frac{\partial H}{\partial \lambda_s} = 0 \quad \left(\frac{\partial H}{\partial \lambda_s} = f_s \right),$$

тогда $\delta I = \delta J$, при этом имеем

$$\begin{aligned} \delta J = & - \sum_{s=1}^n \lambda_s(0) \delta X_s(0) + \sum_{s=1}^n \left(\lambda_s(T_0) + \frac{\partial \Phi}{\partial X_s} \right) \delta X_s(T_0) - \\ & - \int_0^{T_0} \left[\sum_{s=1}^n \left(\lambda_s + \frac{\partial H}{\partial X_s} \right) \delta X_s + \right. \\ & \left. + \sum_{k=1}^m \frac{\partial H}{\partial g_k} \delta g_k + \sum_{i=1}^l \frac{\partial H}{\partial M_i} dM_i \right] dT. \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

Доопределим $\lambda_s(T)$ следующим образом:

$$\lambda_s + \frac{\partial H}{\partial X_s} = 0; \quad (\text{П.11})$$

$$\lambda_s(T_0) = - \frac{\partial \Phi}{\partial X_s(T_0)}. \quad (\text{П.12})$$

Учитывая соотношения (П.2), (П.6), получим

$$\begin{aligned} \delta X_s(0) = & \sum_{j=1}^C \frac{\partial X_s(0)}{\partial B_j} dB_j, \\ \delta g_k^N = & \sum_{i=1}^N \left\{ \text{up}(z_{ki}) dA_{ki} - 2[\text{up}(2z_{ki} + 1) - \right. \\ & \left. - \text{up}(2z_{ki} - 1)] \left(\frac{dT_{ki}}{\rho_{ki}} + \frac{d\rho_{ki} z_{ki}}{\rho_{ki}} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{П.13})$$

где $z_{ki} = (T - T_{ki})/\rho_{ki}$.

Теперь функционал J становится просто функцией $J(A_{ki}, T_{ki}, \rho_{ki}, B_j, M_i)$. Соответственно δJ преобразуется в dJ (т.е. первая вариация функционала J переходит в дифференциал функции J). При этом получаем

$$\begin{aligned} dJ = & - \sum_{s=1}^n \sum_{j=1}^C \lambda_s(0) \frac{\partial X_{0s}}{\partial B_j} dB_j - \\ & - \int_0^{T_0} \left\{ \sum_{k=1}^m \frac{\partial H}{\partial g_k} \sum_{i=1}^N [\text{up}(z_{ki}) dA_{ki} - 2[\text{up}(2z_{ki} + 1) - \right. \\ & \left. - \text{up}(2z_{ki} - 1)] \left(\frac{dT_{ki}}{\rho_{ki}} + \frac{d\rho_{ki} z_{ki}}{\rho_{ki}} \right) \right] + \\ & \left. + \sum_{i=1}^l \frac{\partial H}{\partial M_i} dM_i \right\} dT. \end{aligned} \quad (\text{П.14})$$

Непосредственно из соотношения (П.14) следуют выражения для составляющих градиента J :

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial B_j} = & - \sum_{s=1}^n \frac{\partial X_{0s}}{\partial B_j} \lambda_s(0), \quad j = \overline{1, C}; \\ \frac{\partial J}{\partial M_i} = & - \int_0^{T_0} \frac{\partial H}{\partial M_i} dT, \quad i = \overline{1, l}; \\ \frac{\partial J}{\partial A_{ki}} = & - \int_{T_{ki}-\rho_{ki}}^{T_{ki}+\rho_{ki}} \frac{\partial H}{\partial g_k} \text{up}(z_{ki}) dT; \\ \frac{\partial J}{\partial T_{ki}} = & \frac{2}{\rho_{ki}} \left[\int_{T_{ki}-\rho_{ki}}^{T_{ki}} \text{up}(2z_{ki} + 1) dT - \right. \\ & \left. - \int_{T_{ki}}^{T_{ki}+\rho_{ki}} \text{up}(2z_{ki} - 1) dT \right]; \\ \frac{\partial J}{\partial \rho_{ki}} = & \frac{2}{\rho_{ki}} \left[\int_{T_{ki}-\rho_{ki}}^{T_{ki}} z_{ki} \text{up}(2z_{ki} + 1) dT - \right. \\ & \left. - \int_{T_{ki}}^{T_{ki}+\rho_{ki}} z_{ki} \text{up}(2z_{ki} - 1) dT \right], \\ k = & \overline{1, m}; \quad i = \overline{1, N}. \end{aligned} \quad (\text{П.15})$$

Пусть в процессе минимизации J в пространстве оптимизируемых параметров достигнута точка $(B_j^{(n)}, M_i^{(n)}, A_{ki}^{(n)}, \rho_{ki}^{(n)})$, тогда на n -м шаге итерационной процедуры решения рассматриваемой задачи оптимизации выполняются следующие действия:

1) при указанных значениях параметров решается система уравнений (П.1) с учетом (П.6) при граничных условиях (П.2);

2) определяются граничные условия для $\lambda_s(T_0)$ в соответствии с (П.12);

3) справа налево (т.е. от T_0 до 0 по переменной T) решаются совместно системы уравнений (П.1) и (П.11) и одновременно в соответствии с (П.15) определяются составляющие градиента J , которые используются как исходные данные для градиентных методов минимизации, определяющих следующую $(n+1)$ -ю точку минимизирующей последовательности в пространстве $(B_j, M_i, A_{ki}, T_{ki}, \rho_{ki})$. Среди градиентных методов можно рекомендовать как наиболее эффективный по скорости сходимости и стабильности метод с переменной метрикой Гольдфарба [44, 45].

Предложенный метод позволяет ускорить решение задачи оптимизации в $(n+3)/4$ раза (n — число оптимизируемых параметров) по сравнению с обычными методами, в которых используется конечно-разностная процедура определения градиента целевой функции.

Список литературы

- Черенков П А *ДАН СССР* **2** 451 (1934)
- Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937)
- Болотовский Б М *УФН* **62** 201 (1957)
- Джелли Дж *Черенковское излучение и его применения* (М.: ИЛ, 1960)
- Зрелов В П *Излучение Вавилова – Черенкова и его применение в физике высоких энергий* Кн. 1 (М.: Атомиздат, 1968)
- Зрелов В П *Излучение Вавилова – Черенкова и его применение в физике высоких энергий* Кн. 2 (М.: Атомиздат, 1968)
- Генераторы дифракционного излучения* (Под ред. В П Шестопалова) (Киев: Наукова думка, 1991)
- Колосов С В, Кураев А А *Радиотехника и электроника* **18** (12) (1973)
- Кураев А А *Радиотехника и электроника* **27** 1231 (1982)
- Kuraev A A, Sinitsyn A K, Slepryan A Ya *Int. J. Electron.* **80** 603 (1996)
- Колосов С В и др. *Радиотехника и электроника* **44** (6) (1999)
- Колосов С В, Кураев А А, Синицын А К *Электромагнитные волны и электронные системы* **5** (1) (2000)
- Пирс Дж *Лампа с бегущей волной* (М.: Сов. радио, 1952)
- Слэтер Дж *Электроника сверхвысоких частот* (М.: Сов. радио, 1948)
- Филимонов Г Ф, Бадлевский Ю Н *Нелинейное взаимодействие электронных потоков и радиоволн в ЛБВ* (М.: Сов. радио, 1971)
- Соляев В А *Электронная техника. Сер. 1 Электроника СВЧ* (11) 87 (1971)
- Кураев А А *Мощные приборы. Методы анализа и оптимизации параметров* (М.: Радио и связь, 1986)
- Кураев А А, Байбурин В Б, Ильин Е М *Математические модели и методы оптимального проектирования СВЧ-приборов* (Минск: Наука и техника, 1990)
- Кураев А А, Соловей М П *Радиотехника и электроника* **27** 1234 (1982)
- Кураев А А, Соловей М П *Радиотехника и электроника* **28** 1339 (1983)
- Кураев А А, Соловей М П, Слепян Г Я *Радиотехника и электроника* **31** 118 (1986)
- Поляк В Е, Филатов В А *Радиотехника и электроника* **31** 2233 (1986)
- Кураев А А, Синицын А К *Радиотехника и электроника* **34** 1264 (1989)
- Кураев А А, Синицын А К *Радиотехника и электроника* **34** 2166 (1989)
- Гуринович А Б, Кураев А А, Синицын А К *Электромагнитные волны и электронные системы* **5** (4) 34 (2000)
- Кац А М, Ильина Е М, Манькин Н А *Нелинейные явления в СВЧ-приборах О-типа с длительным взаимодействием* (М.: Сов. радио, 1975)
- Кац А М, Кудряшов В П, Трубецков Д И *Сигнал в лампах с бегущей волной* (Саратов: Изд-во Саратовского ун-та, 1988)
- Кураев А А, Синицын А К *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники* (1) 61 (1997)
- Кураев А А, Кураев Н А, Синицын А К *Радиотехника и электроника* **39** (2) 26 (1994)
- Кураев А А, Синицын А К *Радиотехника и электроника* **43** 1384 (1998)
- Тараненко З И, Трохименко Я К *Замедляющие системы* (Киев: Техника, 1965)
- Анго А *Математика для электро- и радиоинженеров* (М.: Наука, 1964)
- Навроцкий А А, Синицын А К *Радиотехника и электроника* **40** 1696 (1995)
- Abrams R H et al. *IEEE Microwave Mag.* **2** (3) 61 (2001)
- Кравченко В Ф, Рвачев В Л, Рвачев В А *ДАН СССР* **306** (1) 78 (1989)
- Кравченко В Ф, Рвачев В Л, Рвачев В А *Радиотехника и электроника* **40** 1385 (1995)
- Кравченко В Ф *Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям* (М.: ИПРЖР, 2003)
- Гуляев Ю В, Кравченко В Ф, Рвачев В А *ДАН СССР* **342** 29 (1995)
- Кравченко В Ф, Басараб М А *Булева алгебра и методы аппроксимации в краевых задачах* (М.: Физматлит, 2004)
- Кравченко В Ф, Рвачев В А *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники* (4) 3 (1996)
- Кравченко В Ф, Рвачев В А, Пустовойт В И *ДАН СССР* **351** 16 (1996)
- Кравченко В Ф, Рвачев В А *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники* (8) 6 (1996)
- Кравченко В Ф *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники* (8) 23 (1996)
- Gol'dfarb D *SIAM J. Appl. Math.* **17** 739 (1969)
- Gol'dfarb D *Math. Comput.* **24** 109 23 (1970)

Amplifiers with irregular electrodynamic structures using the Vavilov – Cherenkov effect

Yu. V. Gulyaev, V.F. Kravchenko

Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences

ul. Mokhovaya 11, korp. 7, 125009 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-095) 200-52 58, (7-095) 203-47 93

E-mail: gulyaev@cplire.ru, kravchenko_vf@fromru.com, kvf@mx.rphys.mipt.ru

A.A. Kuraev

Byelorussian State University of Informatics and Electronics

ul. P. Brovki 6, 220027 Minsk, Belarus

Tel. (375-17) 239-84 98. E-mail: kuraev@gw.bsuir.unibel.by

Optimal control theory methods for improving the efficiency of UHF Cherenkov amplifiers with irregular electrodynamic structures are reviewed. The physics of optimal processes in amplifiers and oscillators with Cherenkov and combined interactions is discussed.

PACS numbers: 02.30.Yy, 41.60.Bq, 84.40.Fe

Bibliography — 45 references

Received 29 September 2003, revised 29 January 2004