УДК 621.385.6

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЛАМПА ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ВОЛН

Э.Б. Абубакиров, А.П. Конюшков, А.Н. Леонтьев*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Исследована схема работы релятивистской лампы обратной волны в режиме параллельного усиления вращающихся волн с различными азимутальными индексами. Показано, что в линейном случае использование принципа параллельного взаимодействия волн позволяет существенно увеличить усиление по сравнению с классической лампой обратной волны. Предложен вариант использования параллельного усиления в мощных секционированных усилителях.

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день с помощью релятивистских источников освоен практически весь микроволновый диапазон: для сантиметровых волн достигнут уровень импульсной мощности 10^9 ; $\div 10^{10}$ Вт, для миллиметровых волн — уровень $10^8 \div 10^9$ Вт [1, 2].

Однако бо́льшая часть разработок в этой области относится к источникам автогенерационного типа, устройство которых существенно проще по сравнению с усилителями с аналогичными выходными характеристиками. Вместе с тем для решения ряда задач (радиолокация высокого разрешения, ускорение частиц в суперколлайдерах и др.) представляется весьма перспективным использовать мощные усилительные системы, созданные на базе сильноточных релятивистских ускорителей электронов.

Основным требованием, предъявляемым к релятивистским микроволновым усилителям, является необходимость достижения больши́х коэффициентов усиления (30÷40 дВ). Оно обусловлено существенным различием между гигаваттным уровнем предполагаемой мощности выходного излучения прибора и уровнем сигнала, подаваемого на его вход, обычно не превышающим 100 кВт (при использовании традиционных источников электромагнитного излучения). При таком усилении немаловажную роль приобретает задача предотвращения паразитного возбуждения прибора, поэтому большинство мощных усилителей с релятивистскими электронными пучками построено на основе секционированных схем. Последние состоят из нескольких последовательных усилительных секций, связанных общим электронным пучком. Поскольку электродинамической связи между секциями нет, такие приборы обладают высокой устойчивостью к паразитному возбуждению.

В 3-сантиметровом диапазоне длин волн с помощью модификаций многорезонаторного клистрона получают усиление порядка 40÷50 дБ при гигаваттном уровне мощности выходного излучения [3–5]. Однако использование в классической клистронной схеме резонаторов существенно снижает электропрочность и частотную полосу системы.

Для решения этих проблем в качестве элементов секционированных усилителей используются черенковские приборы с распредёленным взаимодействием. Примером может служить усилитель на основе соединения секций в виде модулирующей лампы обратной волны (ЛОВ) и выходной лампы бегущей волны (ЛБВ). В таких усилителях удавалось получить большое усиление в комбинации с высокой электропрочностью [6, 7]. Однако большое усиление достигалось в основном за

^{*} jamasiro@mail.ru

счёт модулирующей ЛОВ-секции, работающей в режиме регенеративного усиления, т. е. при токах пучка $J^{\rm k}$, близких к стартовому значению $J_{\rm st}$. Амплитуда модуляции в этом режиме определяется степенью близости рабочего тока к стартовому и пропорциональна величине $G \sim (1 - J^{\rm k}/J_{\rm st})^{-1}$, представляющей собой коэффициент усиления электромагнитной волны в ЛОВ. Полоса модуляции при этом оказывается обратно пропорциональной G. Поэтому в таких схемах большое усиление можно получить лишь в достаточно узкой (хотя и более широкой по сравнению с клистроном) частотной полосе, а рабочие характеристики прибора оказываются очень критичными к вариациям параметров электронного потока.

Таким образом, для усилителей данного типа актуальной задачей является повышение коэффициента и полосы усиления в релятивистской ЛОВ. Для её решения предлагается модификация релятивистской ЛОВ с параллельным взаимодействием электронного пучка с несколькими волнами, отличающимися по азимутальному индексу. Численное моделирование [8] релятивистской ЛБВ, работающей на данном принципе, показало, что его использование может существенно повысить коэффициент усиления системы при сохранении электронной эффективности и частотной полосы. Данная работа посвящена исследованию релятивистской ЛОВ, работающей по аналогичной схеме параллельного взаимодействия волн.

1. ПАРАЛЛЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В ЛОВ: ПРИНЦИП И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема параллельного взаимодействия [9] предполагает одновременное усиление нескольких (в простейшем случае двух) электромагнитных волн в общем пространстве взаимодействия. В данной работе рассматривается её применение в релятивистской ЛОВ с осесимметричной гофрировкой боковых стенок. В ней волны с левым и правым вращением поперечной структуры находятся в синхронизме с электронным пучком, но из-за взаимной ортогональности их усиление, по крайней мере на линейной стадии взаимодействия, может происходить независимо друг от друга. Поэтому возможна следующая схемы работы (см. рис. 1): входной сигнал возбуждает волну с одним направлением вращения, которая усиливается в K раз электронным потоком; выходное излучение подаётся вновь на вход устройства, но так, чтобы возбуждалась волна с противоположным направлением вращения, которая затем также усиливается при распространении в рабочем пространстве. При идеальной трансформации волн коэффициент усиления в такой системе может достигать величины K^2 без существенного изменения длины транспортировки электронного потока.

Математическая модель, используемая для расчёта усиления при параллельном взаимодействии и учитывающая зависимость амплитуды поля от азимутального угла, аналогична использовавшейся при анализе конкуренции азимутально-несимметричных мод в релятивистской ЛОВ [10]. В ней тонкий трубчатый однонаправленный моноэнергетический электронный пучок с радиусом r, энергией частиц $\varepsilon = mc^2\gamma$, где m — масса покоя электрона, c — скорость света в вакууме и γ — лоренц-фактор, и конвекционным током J^k взаимодействует с полем двух электромагнитных волн с одинаковыми частотами и постоянными распространения, но с противоположными направлениями вращения поперечной структуры. Фазовые скорости этих волн близки, а групповые — противоположны скорости электронов в пучке. Суммарная продольная компонента электрического поля в этом случае представляется как

$$E_z = \operatorname{Re}\left\{E_1 \exp[i\left(\omega t - hz + \varphi\right)] + E_2 \exp[i\left(\omega t - hz - \varphi\right)]\right\},\tag{1}$$

где ω — круговая частота волны, t — время, h — постоянная распространения, φ — азимутальный угол.

Э.Б. Абубакиров, А.П. Конюшков, А.Н. Леонтьев

386



Рис. 1. Принципиальная схема параллельного взаимодействия волн в ЛОВ (a) и характерное распределение амплитуд $|\hat{F}_1|$ и $|\hat{F}_2|$ полей волн с противоположными поляризациями в пространстве взаимодействия (δ ; z — продольная координата): 1 — электронный пучок, 2, 3 — устройства вывода волны с правым и левым вращением структуры, 4 — замедляющая структура, 5, 6 — устройства ввода волны с правым и левым вращением поперечной структуры соответственно

В ультрарелятивистском приближении ($\gamma \gg 1$) процессы взаимодействия электронов и поля во времени могут быть описаны следующей самосогласованной системой нелинейных уравнений [10]:

$$\frac{\partial W}{\partial \varsigma} = \operatorname{Re} \left[\hat{S}_{1} \exp(i\varphi) + \hat{S}_{2}\hat{F}_{2} \exp(-i\varphi) \right],$$
$$\frac{\partial \theta}{\partial \varsigma} = W^{-2} - 1,$$
$$\frac{\partial \hat{F}_{1}}{\partial \tau} - \frac{\partial \hat{F}_{1}}{\partial \varsigma} = -\frac{\hat{S}_{1}}{2\pi^{2}} \int_{0}^{2\pi} \exp(-i\theta - i\varphi) \,\mathrm{d}\theta_{0} \,\mathrm{d}\varphi,$$
$$\frac{\partial \hat{F}_{2}}{\partial \tau} - \frac{\partial \hat{F}_{2}}{\partial \varsigma} = -\frac{\hat{S}_{2}}{2\pi^{2}} \int_{0}^{2\pi} \exp(-i\theta + i\varphi) \,\mathrm{d}\theta_{0} \,\mathrm{d}\varphi, \tag{2}$$

где $W = \gamma/\gamma_0$ — нормированная на начальное значение энергия электронов, $\varsigma = kz/(2\gamma_0^2)$ нормированная продольная координата, $\tau = (\omega c/v_{\parallel}) (1/v_{\parallel} + 1/v_{\rm gr})^{-1} (t - z/v_{\parallel})$ — нормированное время, где v_{\parallel} — продольная скорость пучка на входе в пространство взаимодействия, $v_{\rm gr}$ групповая скорость волны на несущей частоте ω , $\hat{S}_1 = \sqrt{2\pi\gamma^3 e J^k Z_i/(mc^2)}$ — параметр связи с *i*-й волной (i = 1, 2), Z_i — сопротивление связи электронов с волной, $k = \omega/c$, $\theta = \omega t - hz$ — «продольная» фаза электрона относительно волны (не включающая в себя фазовую азимутальную зависимость электрического поля волны), θ_0 — начальная фаза, $\hat{F}_1 = 2\gamma_0 e E_i/(mc\omega\hat{S}_1)$ безразмерная амплитуда электрического поля *i*-й волны, e — элементарный заряд.

Начальные и граничные условия для этой задачи следующие:

$$W(0) = 1, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad \theta \in (0, 2\pi],$$

$$\hat{F}_1(\xi_k) = F \exp(ib\tau), \quad \hat{F}_2(\xi_k) = RF_1(0), \quad (3)$$

где $\xi_{\rm k}$ — нормированная длина пространства взаимодействия, F — амплитуда внешнего сигнала, R — коэффициент передачи между первой и второй волнами (во всех дальнейших расчётах для простоты принято R = 1, что соответствует идеальной трансформации волн); $b = 1 - 2\gamma_0^2 (h/k - 1)$ — безразмерная расстройка. Последняя имеет физический смысл частоты внешнего сигнала, отсчитываемой относительно частоты, на которой выполнен точный синхронизм волны и электронов; при этом ситуации, в которой частота сигнала ниже частоты синхронизма, а фазовая

Э.Б. Абубакиров, А.П. Конюшков, А.Н. Леонтьев

387



Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления от безразмерной расстройки синхронизма для ЛОВ с одной азимутально-однородной волной (однопроходной ЛОВ; кривая 1) и ЛОВ с параллельным взаимодействием волн (двухпроходной ЛОВ; кривая 2) в линейном режиме усиления. Отношение параметра связи к его стартовому значению составляет $S/S_{\rm st}=0,99$, амплитуда входного сигнала $F=1\cdot10^{-5}$

скорость волны меньше невозмущённой скорости электронов, соответствуют отрицательные величины b. Для возможности исследования самовозбуждения в системе (2) начальное пространственное распределение амплитуд волн задавалось в виде $F_i(\zeta, \tau = 0) = F_s \sin(\pi \zeta/\zeta_k)$, где $F_s \ll 1$. Эффективность взаимодействия электронов с полем волн характеризуется коэффициентом полезного действия (КПД)

$$\eta = 1 - \frac{1}{4\pi^2} \iint_0^{2\pi} W(\zeta_k, \theta_0, \varphi) \,\mathrm{d}\theta_0 \,\mathrm{d}\varphi. \tag{4}$$

Следует отметить, что в случае $\hat{S}_2 = 0$, соответствующем взаимодействию пучка с одной вращающейся волной, уравнения (2) сводятся к нестационарным уравнениям традиционной ЛОВ [11], т. к. изменение фазы волны по азимуту в этой ситуации эквивалентно сдвигу начала отсчёта фазы частиц, конкретное положение которого для стационарного электронного потока значения не имеет.

Далее во всех расчётах двухпроходной ЛОВ параметры связи для первой и второй волны принимаются равными $\hat{S}_1 = \hat{S}_2 = S$, что соответствует простейшему случаю замедляющей системы с осесимметричной гофрировкой.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При малых амплитудах поля в системе и, соответственно, небольшом КПД прибора (порядка $0,06\div0,09~\%$) реализуется режим линейного усиления. В этих условиях применение двухпроходной схемы позволяет достичь коэффициента усиления G, примерно равного K^2 (см. рис. 2), где K — коэффициент усиления «однопроходной» ЛОВ с аналогичными параметрами.

Увеличение амплитуды входного сигнала и КПД прибора приводит к появлению нелинейных эффектов. Вначале происходит смещение резонансной частоты и нарушается симметрия амплитудно-частотной характеристики (см. рис. 3). При бо́льших амплитудах входного сигнала (соответствующих КДП порядка 1÷5 %) наблюдаются биения выходного сигнала (рис. 4). Так же как и в «однопроходной» ЛОВ они вызваны жёстким возбуждением системы [12] (при параметрах связи ниже стартовых). В этом режиме работы в спектре сигнала присутствуют как компоненты на частоте внешнего сигнала, так и на частоте возбуждения ЛОВ. Этот эффект является основным фактором, ограничивающим усиление в системе. Из-за характерных для двухпроходной ЛОВ больших коэффициентов усиления жёсткое возбуждение здесь начинается при меньших отношениях параметра связи к стартовому значению, чем в случае однопроходной ЛОВ (см. рис. 5).

Несмотря на указанные ограничения, применение двухпроходной схемы в нелинейном режиме также позволяет увеличить коэффициент усиления при сохранении частотной полосы (см. рис.

Э.Б. Абубакиров, А.П. Конюшков, А.Н. Леонтьев



Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления от безразмерной расстройки синхронизма для однопроходной ЛОВ (a) и ЛОВ с параллельным взаимодействием волн (двухпроходной ЛОВ, б) для разных амплитуд входного сигнала F (указаны рядом с кривыми). Отношения $S/S_{\rm st} = 0.93458$ для двухпроходной ЛОВ и $S/S_{\rm st} = 0.96260$ для однопроходной ЛОВ подбирались таким образом, чтобы избежать режима биений во всей области рассматриваемых параметров



Рис. 4. Двухпроходная ЛОВ в режиме биений: (a) осциллограммы относительных амплитуд первой и второй волн (номера кривых соответствуют номерам волн) и (б) спектр выходного сигнала при отношении $S/S_{\rm st} = 0.9245$ (пики I и II отвечают собственной частоте и частоте внешнего сигнала). Амплитуда входного сигнала составляет F = 0.015, безразмерная расстройка b = -1. Расстройка синхронизма для выходного излучения здесь определяется так же, как и для входного сигнала

Рис. 5. Зависимость критического значения $S/S_{\rm st}$, при превышении которого возникают биения, от амплитуд входного сигнала (1 — однопроходная ЛОВ, 2 — двухпроходная ЛОВ)



6). Электронный КПД двухпроходной системы хотя и увеличивается по сравнению с однопроходной более чем в два раза, но остаётся небольшим (менее 5 %), что не очень привлекательно для использования прибора в качестве самостоятельного усилителя. Между тем существенное увеличение коэффициента усиления как в нелинейном, так и в линейном режимах позволяют

Э.Б. Абубакиров, А.П. Конюшков, А.Н. Леонтьев



Рис. 6. Зависимости коэффициента усиления G (сплошные линии) и КПД η (пунктирные линии) от безразмерной расстройки синхронизма b для ЛОВ с одной азимутально-однородной волной (однопроходной ЛОВ, кривые 1) и ЛОВ с параллельным взаимодействием волн (двухпроходной ЛОВ, кривые 2) в нелинейном режиме усиления. Отношение параметра связи к стартовому значению $S/S_{\rm st} = 0,9646$ для однопроходной ЛОВ, амплитуда входного сигнала F = 0,015

эффективно использовать ЛОВ с двойным усилением входного сигнала как модулирующую секцию мощных секционированных усилителей.

3. ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ ДВУХПРОХОДНОЙ ЛОВ

Основные принципы и подходы к реализации электродинамических систем генераторов и усилителей с многопроходным взаимодействием, которые подробно изложены в работах [9, 13], естественно применимы и для реализации ЛОВ подобного типа. Исходя их этих принципов отражение рабочей волны и её преобразование для повторного усиления в рабочем пространстве может быть осуществлено с помощью рефлекторов (трансформаторов) брэгговского типа, выполненных на основе отрезков полых гофрированных волноводов [14]. Коэффициент отражения (преобразования) таких рефлекторов имеет избирательный по частоте и типу волны характер, определяемый выполнением резонансных условий

$$h_1 - h_2 = 2\pi/d, \qquad m_1 - m_2 = \bar{m},$$
(5)

где h_i — постоянные распространения волн, связываемых рефлектором, m_i — их азимутальные индексы, d и \bar{m} — период и число заходов в общем случае винтовой гофрировки боковых стенок, i = 1, 2. Существенно, что рассматриваемый усилитель на основе релятивистской ЛОВ представляет собой узкополосное устройство: его относительный рабочий диапазон частот не превышает единиц процентов [6, 7]. Кроме того, общий высокий коэффициент усиления системы вполне допускает некоторые потери мощности при преобразовании волн. Поэтому в данной ситуации к характеристикам рефлекторов предъявляются относительно мягкие требования: суммарный коэффициент преобразования на уровне 0,8 (потери усиления около 1 дБ) в относительной полосе частот в несколько процентов представляется вполне приемлемым. Такие параметры могут быть обеспечены в достаточно простом по исполнению рефлекторе на основе волновода с неглубокой гофрировкой боковых стенок с длиной в 1,5÷2,0 обратных декрементов волны в полосе запирания [14].

Рассмотрим кратко особенности реализации двойного канала усиления на обратной волне. В соответствии с принципом построения такого усилителя в качестве рабочих в нём следует выбрать две волны одного типа с противоположными направлениями вращения поперечной структуры. В простейшем варианте это низшая несимметричная волна периодического волновода, близкая к волне TE₁₁ круглого волновода, но отличающаяся от неё наличием продольной компоненты высокочастотного электрического поля. Отметим, что, в принципе, известны приёмы, обеспечивающие селективную работу ЛОВ на такой моде (см., например, [15]). При использовании

Э.Б. Абубакиров, А.П. Конюшков, А.Н. Леонтьев



Рис. 7. Организация двухпроходной схемы усиления в ЛОВ: 1 — ввод излучения, 2 — катодный отражатель, 3 — коллекторный брэгговский отражатель, 4 — вывод излучения



Рис. 8. Принципиальная схема секционированного ЛОВ-ЛБВ-усилителя с двойным усилением сигнала в ЛОВ: 1 — ввод излучения, 2 — брэгговский рефлектор, 3 — отражатель, 4 — вывод излучения

указанной волны двухпроходный усилитель может состоять из следующих элементов (см. рис. 7): секция обратной волны, обеспечивающая взаимодействие электронов с полями рабочих волн обоих направлений вращения (она может быть выполнена на основе периодического волновода с осесимметричной гофрировкой боковых стенок); катодный отражатель, в простейшем варианте представляющий собой волновод с закритическим для рабочих волн сечением; коллекторный отражатель брэгговского типа на основе волновода с винтовой двухзаходной гофрировкой боковых стенок. Симметрия рефлектора определяется согласно условию (5) азимутальными индексами связываемых волн: поскольку волны имеют противоположные направления вращения, то $m_1 =$ = 1, а $m_2 = -1$. Для определённости будем считать, что эта гофрировка является правовинтовой. Тогда входная волна ТЕ₁₁ с правовинтовой поляризацией, поступающая с коллекторной стороны прибора, пройдёт рефлектор без существенного рассеяния и усилится в ЛОВ-секции. После отражения от катодного рефлектора волна становится левовинтовой, доходит без взаимодействия до брэгговского рефлектора, в котором в значительной степени переизлучается во встречную волну с противоположным направлением вращения поперечной структуры, т.е. в волну той же левовинтовой поляризации. Эта волна вновь усиливается в ЛОВ-секции, отражается от катодного рефлектора без изменения направления вращения (т. е. отражённая волна является правополяризованной) и проходит без рассеяния через правовинтовой рефлектор и выводится из рабочего пространства.

Отметим, что возможен также вариант применения релятивистской ЛОВ с параллельным взаимодействием волн в качестве модулирующей секции в ЛОВ-ЛБВ усилителе, аналогичном описанному в работах [6, 7] (см. рис. 8). Использование двухпроходной ЛОВ здесь может позволить работать при токах, не столь близких к порогу самовозбуждения, но сохранить при этом общий коэффициент усиления и расширить рабочую полосу частот.

Э.Б. Абубакиров, А.П. Конюшков, А.Н. Леонтьев

391

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно заключить, что принцип параллельного взаимодействия волн может быть успешно использован при конструировании мощных систем, использующих релятивистскую лампу обратной волны в качестве усилительного элемента. Это позволяет существенно увеличить достижимый коэффициент усиления этих систем и сделать усиление более устойчивым к вариациям параметров электронного потока.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18–08–00926-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Benford J., Swegle J., Schamiloglu E. High power microwaves. New York, London: Taylor & Francis, 2007. 552 p.
- 2. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И. и др. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1991. 296 с.
- 3. Yang W., Zhou X., Yong X., et al. // Acta Phys. Sin. 2011. V. 60, No. 4. Art. no. 44102.
- 4. Zhenbang L., Hua H., Xiao J., et al. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. Art. no. 113101.
- 5. Liu Z., Huang H., Lei L., et al. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22, No. 9. Art. no. 09310.
- 6. Волков А.Б., Зайцев Н.И., Иляков Е.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, № 12. С. 6.
- Abubakirov E. B., Denisenko A. N., Fuks M. I., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30, No. 3. P. 1041.
- 8. Абубакиров Э.Б., Леонтьев А.Н. // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60, № 7. С. 754.
- А. с. 1828325 СССР. Устройство для усиления электромагнитных колебаний / Н. Ф. Ковалев, М. И. Фукс. Заявл. 20.11.1990. Опубл. 27.12.1996. Бюл. № 36. МПК Н01Ј 25/00 (1995.01).
- 10. Абубакиров Э.Б., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 8. С. 683.
- Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1037.
- Абубакиров Э.Б., Конюшков А.П., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 8. С. 675.
- Abubakirov E.B., Fuchs M.I., Kovalev N.F. // Int. Workshop on High Power Microwave Generation and Pulse Shortening, 10–12 June 1997. Digest of Technical Papers. Edinburgh, 1997. P. 245.
- 14. Денисов Г. Г., Резников М. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 5. С. 562.
- 15. Xiao R., Zhang Y., Li J., et al. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art. no. 023108.

Поступила в редакцию 8 декабря 2016 г.; принята в печать 28 мая 2018 г.

E. B. Abubakirov, A. P. Konyushkov, and A. N. Leontyev

We study operation of a backward-wave oscillator (BWO) in the regime of parallel amplification of rotating waves with different azimuth indices. It is shown that in the linear case, the use of the parallel wave interaction principle allows one to enhance the BWO amplification significantly as compared with a classical backward-wave oscillator. An option of using parallel amplification in high-power sectioned amplifiers is proposed.