

Заключение

В работе рассмотрен специфический класс электронных генераторов на согласованных волноводах, процессы в которых определяются преимущественно связями многих волн потока и поля, а также существенным влиянием электронной среды на свойства волноводов. Соответствующий механизм многоволновой генерации занимает промежуточное место между механизмами генерации на «холодных» и электронных модах. Образование мод определяется главным образом эффектами усиления и внутренней обратной связи типа ЛОВ-ЛБВ или ЛБВ-ЛОВ, а также различием условий «горячего» и «холодного» согласований.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М., 1973. [2] Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М., 1963. [3] Канавец В. И. // IV Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Ч. 2. Томск, 1982. С. 140. [4] Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Слепков А. И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М., 1993. [5] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. // ЖТФ. 1980. 50, № III. С. 2381. [6] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. // ЖТФ. 1981. 51, № 8. С. 1727. [7] Галузо С. Ю., Канавец В. И., Слепков А. И. и др. // ЖТФ. 1982. 52, № 8. С. 1681. [8] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1981. 7, № 10. С. 587. [9] Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск, 1991. [10] Бугаев С. П., Канавец В. И. и др. // Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М. 1987. С. 106. [11] Канавец В. И. // Колебательные явления в потоках заряженных частиц. Л., 1978. С. 11.

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 4

УДК 621.385.6

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОЛЯ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА НА ЧАСТОТЕ ГРАНИЦЫ ПОЛОСЫ ПРОЗРАЧНОСТИ

В. И. Канавец, А. С. Нифанов, А. И. Слепков

Методами линейной многомодовой и нелинейной нестационарной теорий рассмотрены особенности самосогласованного взаимодействия поверхностного поля сверхразмерного периодического волновода и релятивистского сильноточного трубчатого потока электронов. Найдены продольная и поперечная структуры электромагнитного поля, эффективность и спектр генерации.

Введение

При синхронизме электронного потока и электромагнитного поля на частотах вблизи границы полосы прозрачности улучшается энергообмен между потоком и полем. Возрастает усиление, а стартовые токи, соответствующие началу генерации, достигают минимальных значений. Эта особенность процессов используется для электронной селекции мод в релятивистских генераторах на сверхразмерных периодических волноводах [1—4]. Однако влияние потока в механизме селекции недостаточно изучено. Это относится, в частности, к влиянию потока на «горячий» сдвиг границы полосы прозрачности [2] и условия синхронизма. Электронная среда смещает точку синхронизма потока и по-

ля в сторону меньших значений продольного волнового числа k_z (в сторону режима ЛБВ), зачастую определяет частоту генерации и структуру усиваемого поля [5].

Самосогласованный механизм резонансного взаимодействия потока и поля периодического волновода в области частот, соответствующих границам полос прозрачности, имеет существенные особенности в линейном и нелинейном режимах [6—7]. В ряде случаев он приводит к формированию специфических поверхностных и электронных мод как усилителей, так и генераторов. В предлагаемой работе проводится теоретический анализ особенностей возбуждения поверхностных полей периодического волновода с помощью релятивистского электронного потока на частотах вблизи границы полосы прозрачности нижней аксиально-симметричной моды.

1. Методы линейной и нелинейной теории

При рассмотрении полей в периодическом волноводе в линейном приближении за основу берется матричный многомодовый метод [8]. Отрезок сверхразмерного периодического волновода разбивается плоскостями, перпендикулярными к оси системы (рис. 1, а), на ряд вспомо-

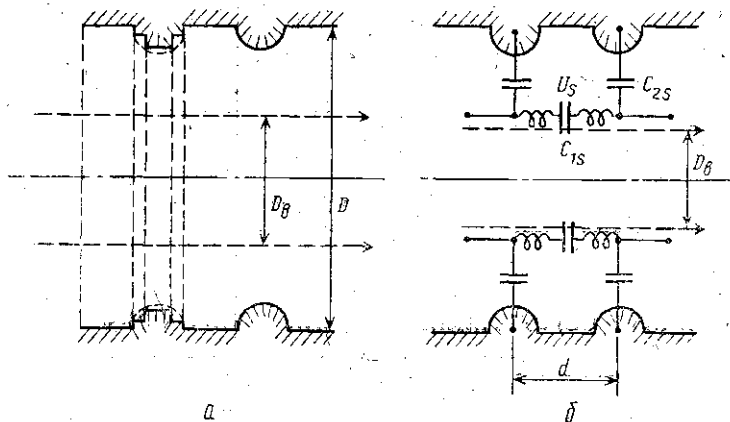


Рис. 1. Типичный вид периодического волновода, связанного с электронным потоком (а); эквивалентная схема (б): D и D_b — радиусы соответственно волновода и пучка, U_s — напряжение в зазоре взаимодействия пучка и поля, d — период системы

могательных областей. На каждом участке вихревое поле разлагается по полной системе ортогональных функций, определяющих моды соответствующего гладкого волновода. Вводятся матрицы передачи для амплитуд мод электромагнитного поля, возбуждаемых между соседними сечениями, и волн электронного потока. Матрицы преобразования строятся для полей и электронных волн на выделенных участках в пределах одного периода структуры.

С помощью матрицы передачи G для полей и волн потока на отдельном периоде системы определяются дисперсионные характеристики и структура собственных волн периодического волновода с релятивистским электронным пучком [6]. Постоянные распространения связанной системы определяются из дисперсионного уравнения

$$\det(G - e^{\Gamma E}) = 0,$$

где $\Gamma = \alpha + i\phi$, α — постоянная нарастания, ϕ — фазовый сдвиг на период, E — единичная матрица. Структура собственных волн определяется из решения задачи на собственные векторы для этой же матрицы.

Для исследования физических процессов рассматриваются аксиально-симметричные моды эквивалентных гладких волноводов, соответствующие наиболее эффективному взаимодействию потока и поля. В процессе решения выделяются собственные волны системы с пучком, соответствующие поверхностным модам поля и электронам модам потока в волноводе.

Теоретический анализ установления колебаний в черенковском генераторе проводится в рамках нелинейной нестационарной методики. В ее основе лежит предположение о том, что в рассматриваемом черенковском генераторе осуществляется преимущественное взаимодействие электронов с полем поверхностной волны. Роль объемных полей сводится к дополнительной синхронизации пространства взаимодействия и выводу СВЧ-энергии. Эти особенности излучения потока в сверхразмерном периодическом волноводе подтверждаются данными многомодовой методики (см. пп. 2 и 3). Сделанное предположение позволяет перейти к приближенной одномодовой нелинейной методике, основанной на описании поля поверхностной волны с помощью цепочки четырехполюсников, заменяемой эквивалентной схемой [4].

Эквивалентная схема секции устройства приведена на рис. 1, б. Суммарная продольная проводимость имеет индуктивный характер, что соответствует положительной дисперсии. Параметры эквивалентной схемы для поверхностной волны выбираются аналогично [5]. Амплитуды напряженностей электрических полей в емкостях C_{1s} и C_{2s} соответствуют напряженностям продольной и поперечной компонент электрического поля в поверхностной волне. Влияние потока учитывается путем введения в эквивалентную схему наведенного тока I_{is} , который в общем случае может иметь как продольную, так и поперечную компоненту.

В рамках выбранной модели анализа нестационарных процессов делается предположение о медленном изменении процессов во времени и пренебрегается вторыми производными всех величин по сравнению с первыми. В частности, выделяется опорная частота ω , равная частоте кинематического синхронизма потока и поля. Уравнения возбуждения и уравнения движения приведены в приложении.

Для решения полученной системы уравнений используется неявная двухслойная схема с опережением. Производные по времени записываются в виде

$$U'_s = (\bar{U}_s - U_s) / \tau,$$

где U_s и \bar{U}_s — значения напряжений в зазоре номера s в настоящий и будущий моменты времени (нормированные на ускоряющее напряжение V_0), $\tau = \omega t$ — нормированное время. Уравнение возбуждения в дискретной записи принимает вид

$$\begin{aligned} \bar{U}_{s+1}(A_s - \tau E_s) + \bar{U}_s(B_s - \tau F_s) + \bar{U}_{s-1}(C_s - \tau H_s) = \\ = U_{s+1}A_s + U_sB_s + U_{s-1}C_s + I_{is+1}\tau H_s + I_{is}\tau P_s + I_{is-1}\tau Q_s + I'_{is}\tau R_s; \end{aligned}$$

где коэффициенты $A_s, B_s, C_s, H_s, P_s, Q_s, R_s$ определены в приложении.

На каждом шаге система уравнений возбуждения решается с помощью прогонки. Затем решаются уравнения движения и определяется наведенный ток в каждой ячейке. По полученным значениям полей в зазорах определяется эффективность взаимодействия и спектр излучения.

2. Поля и волны в усилителе и генераторе

Рассмотрим прежде всего результаты численного анализа формирования поверхностной и электронной мод в релятивистских усилителях большого диаметра ($D > \lambda$) при токах $I_0 \approx 1$ кА и напряжениях $V_0 \approx 0,3 - 1$ МВ. Эти моды чаще всего являются возрастающими собственными волнами системы (поток в волноводе) и характеризуют усиление сигнала.

Структура полей собственных волн определяется в виде суперпозиции мод гладкого волновода сравнения и волн пространственного заряда. Это, в свою очередь, позволяет определить знак мощности, переносимой электромагнитным полем отдельной волны. Каждой собственной волне периодического волновода ставится в соответствие одна из четырех комбинаций значений мнимой части постоянной распространения $\text{Im}(k_z d/\pi)$ и мощности вихревого поля P_v , что позволяет выделить режимы усиления и затухания как прямой, так и встречной волны.

На полученных дисперсионных характеристиках при синхронизме в некоторой области частот «л»-вида выделяются специфические комплексные решения дисперсионного уравнения (рис. 2), кото-

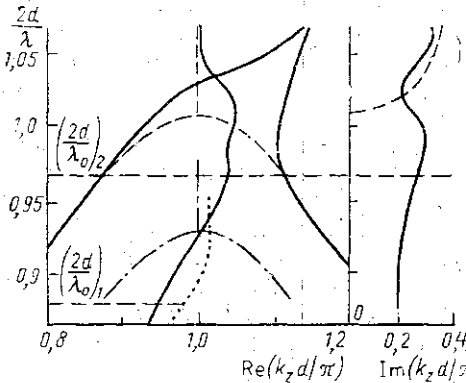


Рис. 2. Дисперсионные характеристики периодического волновода в режиме возбуждения поверхностной (индекс «1») и объемной (индекс «2») волны: штриховые кривые — для объемной волны без потока, штрих-пунктир — для поверхностной волны без потока, сплошные — для волны слабофриврированной системы с потоком, точечная линия — комплексное решение для системы с поверхностной волной и потоком

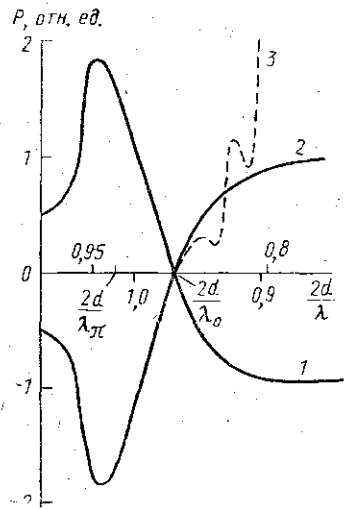


Рис. 3. Составляющие потоков мощности для возрастающей волны бесконечного волновода: (1) — кинетическая мощность в пучке, (2) — мощность вихревого поля. Поток мощности вихревого поля в системе конечной длины (3). Верхняя шкала — для $2d/\lambda$, соответствующего поверхностной, нижняя — объемной волне

рым соответствуют в области верхних частот две собственные (возрастающая и убывающая) волны «горячего» сверхразмерного периодического волновода. Эти волны имеют одинаковые поперечные структуры полей, и для них сумма мощностей вихревого электромагнитного

поля и кинетической мощности электронного потока равна нулю. Ход дисперсионных кривых аналогичен ходу кривых, полученных с помощью эквивалентных схем [5].

С точки зрения теории связанных волн в системе в определенном интервале изменения напряжений реализуется возмущенное потоком четырехволновое взаимодействие быстрой и медленной волн пространственного заряда с прямой и обратной волнами волновода (см. рис. 2). На линии, соответствующей комплексному корню, область реактивного затухания плавно переходит в режим активной связи медленной волны пространственного заряда с попутной пространственной гармоникой моды E_{01} , а затем — в область конвективной неустойчивости (соответствующую взаимодействию быстрой и медленной волн пространственного заряда из-за влияния стенок).

Частотная зависимость мощностей волн потока и вихревого поля, соответствующая комплексному решению дисперсионного уравнения, приведена на рис. 3. Вектор Умова—Пойнтинга для вихревого поля меняет свой знак при значении $2d/\lambda=0,97$. Это значение $2d/\lambda$ можно назвать «горячей» границей полосы прозрачности, в области больших частот наблюдается реактивное затухание для волн, имеющих комплексные постоянные распространения. Для меньших значений $2d/\lambda$ поток мощности электромагнитного поля $P_v > 0$, а $\text{Im}(k_z d/\pi) > 0$ и вдоль системы наблюдается усиление входного сигнала.

Вывод о наличии усиления именно на этих частотах подтверждают также расчеты, проведенные для секции периодического волновода, имеющей 30 периодов, с учетом отражений волн на входе и выходе. Поле секции возбуждалось модой E_{01} гладкого волновода. На рис. 3 штриховой линией показана мощность поля на выходе системы в зависимости от частоты. При значениях $2d/\lambda < 0,97$ мощность на выходе незначительна и возрастает при уменьшении частоты. Из-за рассогласования нагрузок на входе и выходе частотная зависимость имеет явно выраженный резонансный характер.

Рассмотрим структуры полей собственных волн периодического волновода, соответствующих комплексному корню дисперсионного уравнения (рис. 4, а). В области реактивного затухания ($2d/\lambda=1,03$) в отсут-

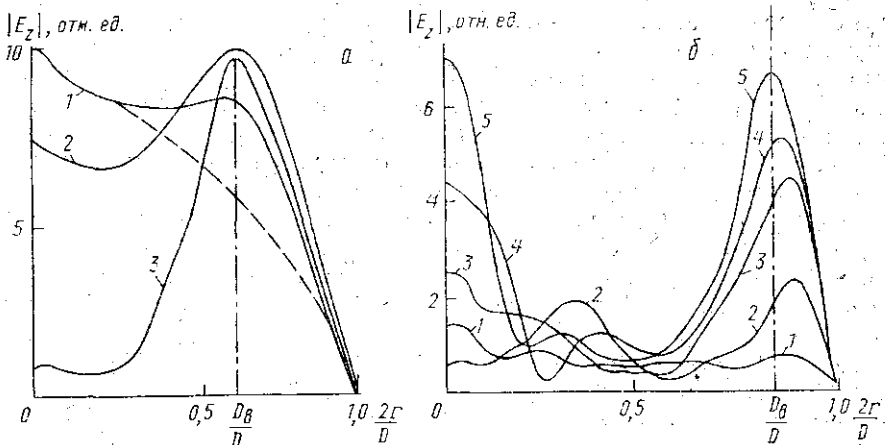


Рис. 4. Радиальное изменение продольной компоненты электрического поля: а — для собственной волны периодического волновода без потока (штриховая кривая) и возрастающей собственной волны (сплошные линии), $2d/\lambda=1,03$ (1), $0,974$ (2) и $0,94$ (3); б — в системе конечной длины: $z/L=0,1$ (1); $0,3$ (2); $0,5$ (3); $0,7$ (4) и 1 (5). Штрих-пунктирная прямая показывает положение электронного пучка

ствии электронного пучка структура полей собственных волн близка к структуре объемного поля моды E_{01} гладкого волновода. Влияние потока приводит к образованию слабого максимума продольного поля E_z в области пучка.

По мере движения по линии комплексного корня в сторону меньших частот уменьшается объемное поле в центре волновода и возрастает поле в области пучка ($2d/\lambda=0,974$, рис. 4, а). В структуре поля электронной моды появляются минимум и максимум. При дальнейшем уменьшении частоты глубина минимума увеличивается. В области конвективной неустойчивости ($2d/\lambda < 0,94$, рис. 4, а) объемное поле стремится к нулю. В этом случае структура электронной волны в основном соответствует увлекаемому потоком вихревому полю с максимумом в области пучка.

При данных значениях токов и напряжений и на рассматриваемых частотах электронный поток существенно возмущает вихревые поля периодического волновода. Структура полей определяется потоком, что соответствует формированию электронной моды в секции усилителя, и с точки зрения реальных конструкций такой режим отвечает усилению в промежуточных секциях [6].

3. Возбуждение поверхностного поля

При рассмотрении процессов взаимодействия потока и поля в системе с учетом граничных нагрузок была выбрана секция периодического волновода длиной 10 периодов. При этой длине в системе без потока возбуждаются в основном поверхностные поля, так как в этом случае не выполняются резонансные условия для возбуждения объемных волн. Расчеты, проведенные при помощи итерационной методики [7, 8], показали, что при токе 10 кА самовозбуждение возникает при длине секции, составляющей 12—13 периодов. Таким образом, при длине 10 периодов реализуются усилительные режимы.

Воспользуемся при анализе взаимодействия потока и поля в секциях рассматриваемого устройства приближением идеального согласования, при котором на концах системы волна каждой моды гладкого волновода в отсутствие пучка не отражается и не трансформируется в другие моды. Такая ситуация соответствует условиям эксперимента, когда используются специальные согласующие рупоры [9] и можно считать, что отрезок периодического волновода на входе и выходе соединен с полубесконечными гладкими волноводами. Будем также считать, что на входе односекционной системы заданы амплитуды прямых волн, на выходе нет падающих волн и требуется определить поля излучения из секции периодического волновода.

Исследуем возбуждение вихревых полей в первой секции черенковского источника. Поле в системе возбуждалось модой E_{01} гладкого волновода. На рис. 4, б приведено распределение продольной компоненты вихревого поля E_z в рассматриваемой черенковской секции на выходе первого (кривая 1), третьего (2), пятого (3), седьмого (4) и десятого (5) периодов при значении $2d/\lambda=0,82$. Поле внутри системы близко к поверхностному. Синхронизм электронного потока с полем поверхностной волны приводит к существенному возрастанию поверхностной компоненты поля вдоль системы. Вблизи выхода секции на оси волновода формируется максимум объемного поля, связанного в основном с рассеянием поля поверхностной волны на периодических неоднородностях волновода конечной длины. Отметим, что при уменьшении тока пучка максимальное значение поля на оси волновода

уменьшается, возрастает роль поверхностного поля. Аналогичный результат получается при возбуждении выходной секции пучком, имеющим начальную модуляцию по току.

Таким образом, при определенных параметрах не только в бесконечно длинной, но и в системе конечной длины возбуждаются в основном поверхностные поля. Это позволяет проводить анализ нелинейных нестационарных процессов в системе на сверхразмерном волноводе в одномодовом приближении, например при помощи метода эквивалентных схем. Параметры эквивалентной схемы могут быть определены на основе предварительных расчетов с помощью линейной матричной методики.

Отметим, что возникновение широкополосной конвективной неустойчивости в электронном лотке связано с сильным влиянием стенок на процессы в пучке, это обстоятельство в свою очередь позволяет при описании нелинейных нестационарных процессов пренебречь силами пространственного заряда и ограничиться кинематическим приближением.

4. Нестационарные процессы в генераторе

Для рассмотрения эффективности черенковского излучения на частотах вблизи « π »-вида границы полосы прозрачности был выбран случай идеального «холодного» согласования, когда на входе и выходе системы ставятся нагрузки, в точности равные волновому сопротивлению бесконечной системы. Исследования эффективности генерации проводились при различных значениях $k_{z0}d$ — угла пролета электронами отдельного периода системы, определяемого из условия кинематического синхронизма потока и поля.

Зависимость нормированной на мощность в потоке средней мощности генерации $\langle P \rangle$ от значения величины $k_{z0}d$ для односекционного генератора показана на рис. 5, а. На частоте « π »-вида ($k_{z0}d = \pi$) ин-

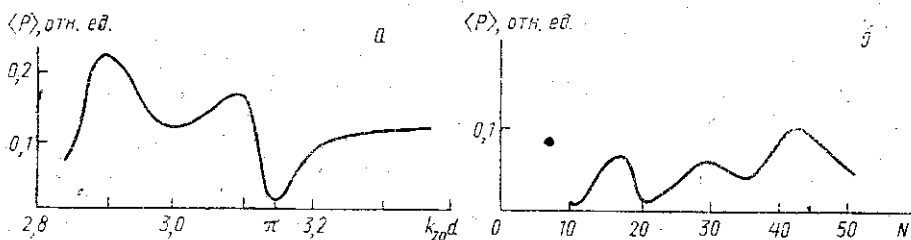


Рис. 5. Зависимость средней мощности генерации от параметра $k_{z0}d$ (а) и от числа периодов секции в волноводе N (б)

тенсивность излучения достигает минимальных значений. Незначительное изменение угла пролета $k_{z0}d$ приводит к увеличению выходной мощности. Во всех случаях в системе одновременно присутствуют механизмы взаимодействия типа ЛОВ и ЛБВ, причем взаимодействие потока с обратной гармоникой определяет величину внутренних обратных связей и условия самовозбуждения секции (стартовую длину, стартовый ток), а взаимодействие с попутной волной приводит к дополнительному усилению. В частности, уменьшение ускоряющего напряжения, связанное с увеличением доли механизма ЛБВ, ведет к повышению выходной мощности. Данные численного анализа подтверждают это предположение — эффективность излучения выше при уменьшении угла пролета (см. рис. 5).

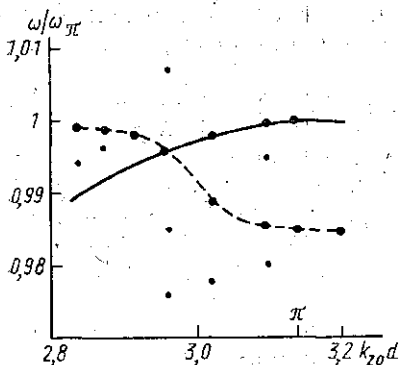


Рис. 6. Зависимость нормированных значений частоты кинематического синхронизма (сплошная линия) и частоты генерации (штриховая) от $k_{20}d$. Точками представлены частоты дополнительных максимумов в спектре генерации

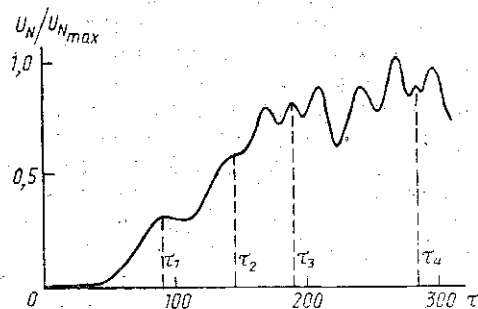


Рис. 7. Зависимость нормированных значений амплитуды напряжения на выходе генератора U_N от времени $\tau = \omega t$

Во всех режимах, относящихся к рис. 5, частота генерации не совпадает с частотой кинематического синхронизма потока и поля и смещена на 1—2% в сторону меньших частот (рис. 6). Этот факт согласуется с выводами линейного анализа (см. пп. 2 и 3) о том,

что при взаимодействии потока и поля на частотах вблизи « π »-вида колебаний происходит электронный сдвиг границы полосы прозрачности в сторону меньших частот и генерация возникает прежде всего на частотах «горячей» границы полосы прозрачности.

Анализ генерации в системах разной длины показал, что частота генерации в основном определяется волнующими свойствами системы, т. е. частота генерации слабо зависит от ее длины. В таких условиях величина положительной обратной связи в основном определяется внутренними связями, а отражения от концов системы, возникающие при введении электронного потока, приводят к дополнительным резонансам при изменении длины системы, влияющим на эффективность генерации (рис. 5, б).

Более сложные процессы нарастания колебаний развиваются в двухсекционной системе. Так же как и в отдельной секции, на-

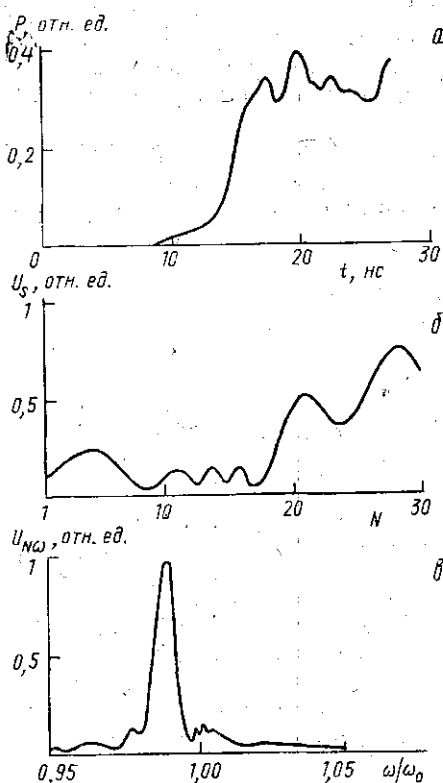


Рис. 8. Типичные характеристики двухсекционного черенковского генератора: а — изменение мощности генерации во времени, б — распределение напряжения вдоль системы, в — спектр генерации

блюдается синхронизм потока и поля основной пространственной гармоники вблизи частоты «л»-вида, причем наличие первых максимумов в зависимости амплитуды поля на выходе системы от времени можно связать с характерными временами развития процессов в секциях. Наиболее отчетливо эти связи прослеживаются в неоптимальных режимах. В частности, первый и второй максимумы ($\tau=\tau_1$ и $\tau=\tau_2$) на рис. 7 связаны с замыканием цепи обратной связи, возникающей из-за отражений во второй секции. Максимум, соответствующий $\tau=\tau_3$ (см. рис. 7), формируется в результате замыкания цепи обратной связи в первой секции. Характерное время замыкания цепи обратной связи для всей системы равно τ_4 . На зависимости $U_N(\tau)$ ему соответствует максимум при $\tau=\tau_4$.

При оптимизации параметров двухсекционного генератора его эффективность может существенно превышать максимальную эффективность односекционного генератора. На рис. 8 показан процесс развития колебания в двухсекционном генераторе с максимальной эффективностью, превышающей 30%. Спектр генерации близок к одночастотному с малой величиной дополнительных составляющих. Полученное оптимальное распределение поля характеризуется возбуждением основной продольной моды в первой секции и распределением типа ЛБВ — во второй. В пространстве дрейфа возникает поле, близкое к стоячей волне.

Заключение

В рамках исследования, проведенного на основе матричного многомодового метода, показано, что в сильноточных пространственно-развитых черенковских источниках на периодических волноводах, действующих при энергиях электронов менее 1 МэВ, наибольшую роль играет возбуждение поверхностных полей. На частотах границы полосы прозрачности влияние потока приводит к низкочастотному сдвигу «горячей» границы (внутрь полосы). Данные нелинейного нестационарного анализа показали, что самовозбуждение системы наблюдается на частотах внутри границы полосы, при этом в области непосредственно вблизи «л»-вида мощность излучения минимальна. Показано, что секционирование системы позволяет получить большую эффективность генерации.

Приложение

Уравнения возбуждения для эквивалентной схемы, записанные с выделением опорной частоты, для емкостных зазоров имеют вид

$$A_s U'_{s+1} + B_s U'_s + C_s U'_{s-1} = E_s U_{s+1} + F_s U_s + G_s U_{s-1} + H_s I_{is+1} + P_s I_{is} + Q_s I_{is-1} + R_s I'_{is};$$

$$A_s = \frac{C_{2s+1}}{i\omega L_s^2 C_{2s} C_{1s+1}}; \quad C_s = \frac{C_{2s-1}}{i\omega^2 L_s C_{2s} C_{1s}};$$

$$B_s = -\frac{C_{2s+1}}{i\omega^2 L_s C_{2s}} \left(\frac{1}{C_{1s+1}} + \frac{1}{C_{1s}^2} \right) + \frac{\omega^2 L_s C_{2s} - 1}{i\omega^2 L_s C_{2s}} - 2i;$$

$$E_s = -\frac{C_{2s+1}}{C_{1s+1}}; \quad G_s = -\frac{C_{2s-1}}{\omega^2 L_s C_{2s} C_{1s}};$$

$$F_s = \frac{1}{\omega^2 L_s C_{2s}} \left(\frac{1}{C_{1s+1}} + \frac{1}{C_{1s}} \right) + \frac{1}{i\omega^2 L_s C_{2s}} - 1;$$

$$H_s = -\frac{i}{\omega^3 L_s C_{2s} C_{1s+1}};$$

$$P_s = \frac{i}{\omega^3 L_s C_{2s}} \left(\frac{1}{C_{1s+1}} + \frac{1}{C_{1s}} \right) - \frac{i}{\omega C_{2s}};$$

$$Q_s = -\frac{i}{\omega^3 L_s C_{2s} C_{1s}}; R_s = -\frac{2}{\omega C_{2s}};$$

где L_s, C_{1s}, C_{2s} — параметры эквивалентной схемы, I_{1s} — наведенный ток, s — номер рассматриваемой ячейки ($s=1, \dots, S$).

Уравнения движения потока записаны для дискретной модели крупных частиц. Предположение о медленном изменении процессов во времени позволяет записать их в фазовой системе координат $\Phi = \Phi(\Phi_0, y)$:

$$\Phi_m'' = -(1 + \Phi_m')^3 \left[1 - \left(\frac{v_0/c}{1 + \Phi_m'} \right)^2 \right]^3 \frac{e/m_0}{\omega_0} E_{sz},$$

$E_{sz} = MU_s/l$; $I_i = (M/mk) \Sigma e^{i\Phi_m}$; $G_0 = I_0/V_0$; $\tau = \omega_0 t$, M — коэффициент взаимодействия потока и поля, l — эквивалентная толщина зазора взаимодействия, Φ_m — фаза m -й частицы ($m=1, \dots, mk$), Φ_{m_0} фаза влета в первый зазор, $y = \beta z$ — нормированная текущая координата.

Уравнения движения и уравнения возбуждения дополняются граничными и начальными условиями, записанными для напряжений в зазорах взаимодействия. На входе в систему они имеют вид

$$A_1 U_2 + B_1 U_1 = E_1 U_2 + F_1 U_1 + H_1 I_{i2} + P_1 I_{i1} + R_1 I'_{i1} + C_{12} i \omega \epsilon_0,$$

где

$$A_1 = -C_{22} \omega; B_1 = \omega C_{12} + \omega C_{21} + \omega^2 Z_0 \cdot 2i C_{12} C_{21} - 3L \omega^3 C_{21} C_{12};$$

$$E_1 = -i C_{22} \omega; F_1 = -i (\omega C_{12} + C_{21}) + \omega^2 Z_0 C_{12} C_{21} - 3i L \omega^3 C_{21} C_{12};$$

$$H_1 = -1; P_1 = i \omega C_{12} Z_0 - C_{12} L \omega^2 + 1; R_1 = \omega Z_0 C_{12} + 2i L \omega^2 C_{12};$$

На выходе системы

$$C_S U_{S-1} + B_S U_1 = G_S U_{S-1} + F_S U_S + R_S I'_{iS} + H_S I_{iS-1} + P_S I_{iS},$$

где

$$C_S = -C_{2S-1} \omega; B_S = \omega C_{1S} + \omega C_{2S} + \omega^2 Z_S \cdot 2i C_{1S} C_{2S} - 3L_S \omega^3 C_{2S} C_{1S};$$

$$G_S = i C_{2S-1} \omega; F_S = -i (\omega C_{1S} + C_{2S}) + \omega^2 Z_S C_{12} C_{21} + i L_S \omega^3 C_{2S} C_{1S};$$

$$H_S = -1; P_S = i \omega C_{1S} Z_S - C_{1S} L_S \omega^2 + 1; R_S = \omega Z_S C_{1S} + 2i L_S \omega^2 C_{1S};$$

начальные условия имеют вид

$$U_s |_{\tau=0} = U_s^0; \Phi_m |_{s=1} = \frac{2\pi m}{mk}; \Phi_m |_{s=1} = 0.$$

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5. Горький, 1988. С. 78. [2] Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Слепков А. И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах. М., 1993. [3] Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск, 1991. [4] Гаруца Н. А., Канавец В. И., Слепков А. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 4. С. 37. [5] Канавец В. И., Нифанов А. С., Слепков А. И. // Там же. 1990. 31, № 5. С. 34. [6] Канавец В. И., Нифанов А. С., Слепков А. И. // Там же. 1990. 31, № 6. С. 80. [7] Канавец В. И., Каева Н. С., Слепков А. И. // Физика и применение микроволн. М., 1991. Ч. 1. С. 22. [8] Гаруца Н. А., Канавец В. И., Слепков А. И. // Радиотехн. и электроника. 1988. 33, № 4. С. 783. [9] Канавец В. И., Нифанов А. С., Слепков А. И. // Тез. докл. 10 Всесоюз. семин. «Волновые и колебательные явления в электронных приборах О-типа». Л., 1990. С. 62.