

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА И ПОЛЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ДИФРАКЦИОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ.

А. И. Слепков, О.В. Галлямова

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

OlgaIglm@googlemail.com

Relativistic diffractive generators (RDG) are promising sources for generation of long-pulsed high power coherent microwave radiation in the centimeter and millimeter wavelengths range. The numerical studies of the multiwave mechanisms of interaction between tubular electron beam and fields of super-dimensional axisymmetric periodical slow-wave structures (SWS) of corrugated waveguide in the frequency range of 2π -type oscillations are carried out. The electromagnetic field profiles, mode structure and radiation frequency spectrum are under investigation. We have also revealed the conditions of the RDG generating frequency stabilisation being related to the longitudinal resonances of the SWS surface wave. The resonance bulk field excitation by the frequency close to critical one for the mode of equivalent smooth waveguide is shown to be an additional agent for the generation power boost.

Введение. Для многих практических задач, например, исследования свойств материалов, связи, радиолокации, энергетики, возникает необходимость использовать мощные источники когерентного электромагнитного излучения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Для решения этих задач перспективно использовать взаимодействие сильноточного релятивистского электронного потока с полями периодического волновода. В настоящее время в мощной релятивистской микроволновой электронике используются трубчатые электронные потоки, формируемые взрывоэмиссионными катодами. С помощью сильноточных электронных ускорителей могут создаваться электронные пучки с импульсной мощностью более 100 ТВт [1]. Вместе с тем, при генерации мощного микроволнового излучения возникают специфические ограничения, связанные с повышением напряженности электрического поля вблизи металлической поверхности электродинамической структуры и увеличением вероятности высокочастотных пробоев. Исследования, проведенные в последние 20 лет, показали перспективность использования многоволновых механизмов взаимодействия электронного потока с полями сверхразмерных периодических волноводов [1]. Наиболее удачными оказались генераторы, основанные на черенковском или дифракционном излучении электронных потоков, пролетающих вблизи периодической поверхности. В частности, в релятивистском дифракционном генераторе (РДГ) в сантиметровом диапазоне длин волн около получена мощность излучения около 3.5 ГВт [2]. Важное отличие дифракционного генератора от черенковского состояло в том, что длительность импульса излучения $\tau_{ген}$ практически совпадала с длительностью импульса тока $\tau_{имп}$, в то время как в черенковском наблюдался срыв генерации и $\tau_{ген} \sim 0.1 \tau_{имп}$ [1]. Работа посвящена численному исследованию взаимодействия релятивистского

электронного потока и поля в системах, типичных для РДГ. Особое внимание уделяется многоволновым механизмам взаимодействия.

Постановка задачи и метод исследования. Рассматривается дифракционное излучение трубчатого релятивистского электронного потока, пролетающего вблизи периодической поверхности цилиндрического волновода. Параметры структуры подбирались исходя из характеристик экспериментально реализованного в работе [2] релятивистского генератора дифракционного излучения, в котором при отношении $D/\lambda \sim 5$ (D - диаметр волновода, λ - длина волны генерации) соотношение между длиной волны и диаметром волновода соответствовало случаю установления в системе добротных колебаний на частоте, близкой к критической одной из аксиально-симметричных мод цилиндрического волновода. В данной работе было проведено численное моделирование взаимодействия потока и поля с целью исследования нестационарных процессов взаимодействия потока и поля, изучения структуры полей и выявления наиболее эффективных режимов генерации в дифракционном генераторе в области частот 2π -вида колебаний.

Электродинамическая система дифракционного генератора имеет вид одного или нескольких (соединенных гладкой трубой дрейфа) отрезков периодического круглого сверхразмерного волновода с неоднородностями в форме полуторов. При построении математической модели был выбран теоретический метод, описанный в [3]. В его основе лежит представление произвольного нерегулярного цилиндрического волновода в виде последовательности участков гладких волноводов. В пределах каждого отрезка фиксированного радиуса вихревое электрическое и магнитное поля разлагались по полной для решения уравнений Максвелла системе функций - прямым и обратным волнам гладкого волновода. Использование аксиальной симметрии системы позволяет рассматривать только аксиально-симметричные моды E_{0n} - типа. Для произвольного участка с номером s разложение имеет вид

$$\begin{aligned} \vec{E}_{e,s} &= \sum_{n=1}^N \left[C_{n,s}^+(z,t) \vec{E}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t) \vec{E}_{n,s}^- \right] \\ \vec{H}_s &= \sum_{n=1}^N \left[C_{n,s}^+(z,t) \vec{H}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t) \vec{H}_{n,s}^- \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $C_{n,s}^{\pm}(z,t)$ - комплексные коэффициенты разложения, а $\vec{E}_{n,s}^{\pm}(r,z,t)$, $\vec{H}_{n,s}^{\pm}(r,z,t)$ - векторы электрического и магнитного полей для моды E_{0n} - типа, N - число мод разложения. Для каждого выделенного участка записывались уравнения возбуждения вихревого электрического и магнитного полей. Сшивание полей между соседними участками проводилось с учетом непрерывности вектора Умова-Пойнтинга. Процессы в электронном пучке описывались с помощью модели крупных частиц. После подстановки в эти уравнения разложений по прямым и обратным волнам с использованием приближения слабой нестационарности процессы уравнения возбуждения сводятся к системе линейных дифференциальных уравнений, которую удобно записать в матричном виде.

$$D_{1s}^{\pm} \bar{x}_s^{\pm} + DD_{1s}^{\pm} \cdot \frac{d\bar{x}_s^{\pm}}{dz} + D_{2s}^{\pm} \bar{x}_s^{\pm} + DD_{2s}^{\pm} \cdot \frac{d\bar{x}_s^{\pm}}{dz} = \frac{d}{d\tau} \left(B_{1s}^{\pm} \bar{x}_s^{\pm} + BB_{1s}^{\pm} \cdot \frac{d\bar{x}_s^{\pm}}{dz} + B_{2s}^{\pm} \bar{x}_s^{\pm} + BB_{2s}^{\pm} \cdot \frac{d\bar{x}_s^{\pm}}{dz} \right) + \bar{\eta}_s^{\pm} \quad (2)$$

где $\bar{\eta}_s^{\pm} = - \int_{V_s} \vec{j}_{\omega,s} (\bar{E}_{n,s}^{\pm})^* dV$ - интеграл взаимодействия, $\bar{x}_s^{\pm} = \begin{pmatrix} C_{1,s}^{\pm} \\ \dots \\ C_{N,s}^{\pm} \end{pmatrix}$, $\tau = \omega t$

нормированное время, $\vec{j}_{\omega,s}$ - плотность электрического тока потока,

$D_{1,2s}^{\pm}, DD_{1,2s}^{\pm}, B_{1,2s}^{\pm}, BB_{1,2s}^{\pm}$ - матрицы размерностью $((N \times N))$.

Система уравнений (2) дополняется граничными условиями на входе и выходе структуры и решается с помощью матричной прогонки. Метод позволяет исследовать эффективность взаимодействия, модовый состав и спектр излучения.

Основные результаты. Особенности взаимодействия потока и поля в релятивистском дифракционном генераторе могут быть рассмотрены в рамках традиционных для электроники подходов, основанных на анализе собственных колебаний и волн периодических структур. В частности, механизм селекции частоты, использованный в РДГ, основан на использовании известного в электронике СВЧ повышения эффективности взаимодействия потока и поля на частотах, соответствующих πn -видам колебаний полей в периодической структуре. Результаты численного моделирования показали, что основные особенности такого взаимодействия вблизи частоты 2π -вида колебаний, присущего дифракционному генератору, имеют много общего с процессами в черенковских генераторах, основанных на взаимодействии вблизи частоты π -вида колебаний основной моды структуры. На основе анализа резонансно-частотных характеристик в области частот ниже 2π -вида показано, что здесь, как и в области π -вида, фиксация частоты генерации происходит на частотах, соответствующих продольным резонансам поверхностной волны в системе. Наиболее эффективное взаимодействие возникает при возбуждении $(K-1)$ -й моды поверхностной волны (K - число периодов периодического волновода). Такие же особенности были отмечены при исследовании черенковского генератора [4].

Типичная резонансно-частотная зависимость, полученная при возбуждении поля структуры промодулированным на частоте ω потоком, показана на рис. 1. Зависимость имеет два максимума, частота самовозбуждения системы определяется резонансными эффектами вблизи $2 \frac{d}{\lambda} \approx 1.95$. В рассматриваемом интервале частот при выбранных геометрических параметрах $D/\lambda \sim 5$ в электродинамической системе может распространяться 8 аксиально-симметричных мод гладкого волновода. Кроме резонанса в непосредственной близос-

ти к 2π -виду ($2\frac{d}{\lambda} \approx 1.95$, d - период структуры) на зависимостях присутствует резонанс, соответствующий частоте открытия моды E_{08} структуры ($2\frac{d}{\lambda} \approx 1.8$).

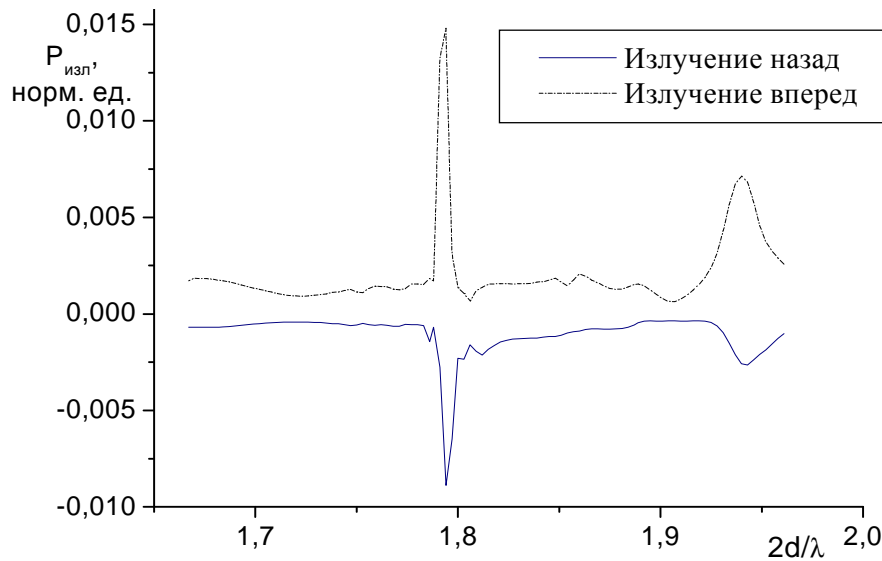


Рис. 1. Резонансно-частотная характеристика РДГ с параметрами $R_{\text{внешн}}=6$ см, $R_{\text{потока}}=4.7$ см, где $R_{\text{внешн}}$ - внешний радиус волновода, $R_{\text{потока}}$ - радиус трубчатого электронного потока.

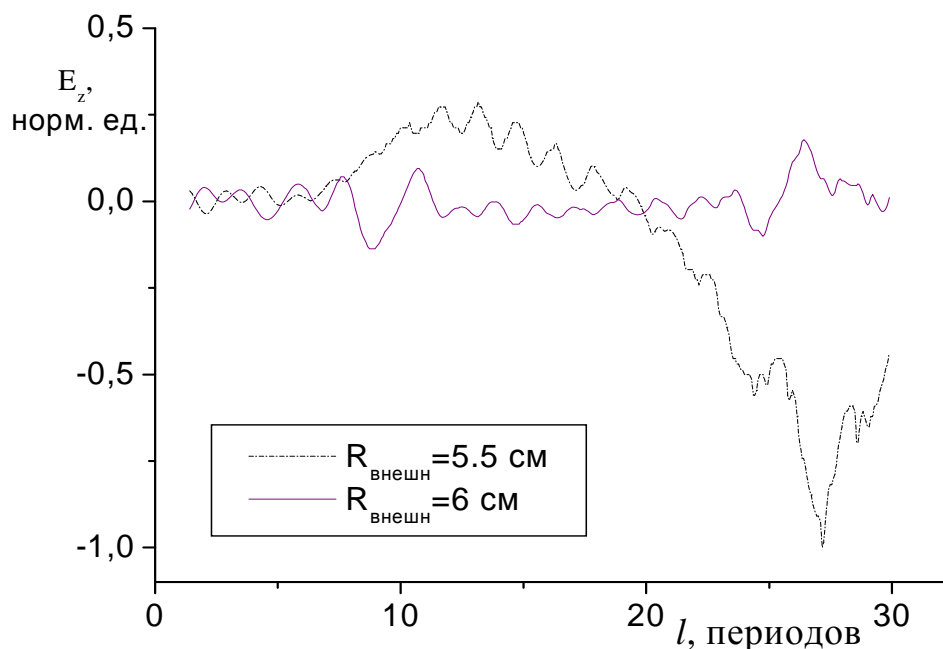


Рис. 2. Продольное распределение поля E_z по оси структуры для двух значений внешнего радиуса.

Величина этого резонанса сильно зависит от радиуса потока и может быть заметной при значительном удалении потока от стенок волновода, когда

взаимодействие потока с замедленной поверхностной компонентой поля мало. Наличие резонансного взаимодействия потока на частотах, близких к критическим частотам мод гладкого волновода, является принципиальной особенностью дифракционного генератора и отсутствует в источниках черенковского типа. Положение резонанса, соответствующего открытию моды E_{08} , должно сильно зависеть от радиуса структуры и при определенных условиях может служить дополнительным фактором стабилизации частоты РДГ. Такое предположение было, в частности использовано при экспериментальной реализации РДГ [1].

Структуры полей, соответствующих рассматриваемым резонансам в поперечном сечении, являются достаточно близкими, основное отличие наблюдается в продольном направлении. Типичные зависимости распределения продольной компоненты поля вдоль оси симметрии структуры при самосогласованном взаимодействии потока и поля показано на рис. 2. При $R_{\text{внеш}} = 6.0$ см критическая частота моды E_{08} отстроена от частоты 2π -вида, при $R_{\text{внеш}} = 5.5$ см эти частоты близки. В том случае, когда частота открытия соответствующей объемной моды близка к частоте 2π -вида ($R_{\text{внеш}} = 5.5$ см), продольная структура поля имеет более сложный вид – возникает медленное изменение поля вдоль оси z , что соответствует возбуждению объемной моды на критической частоте.

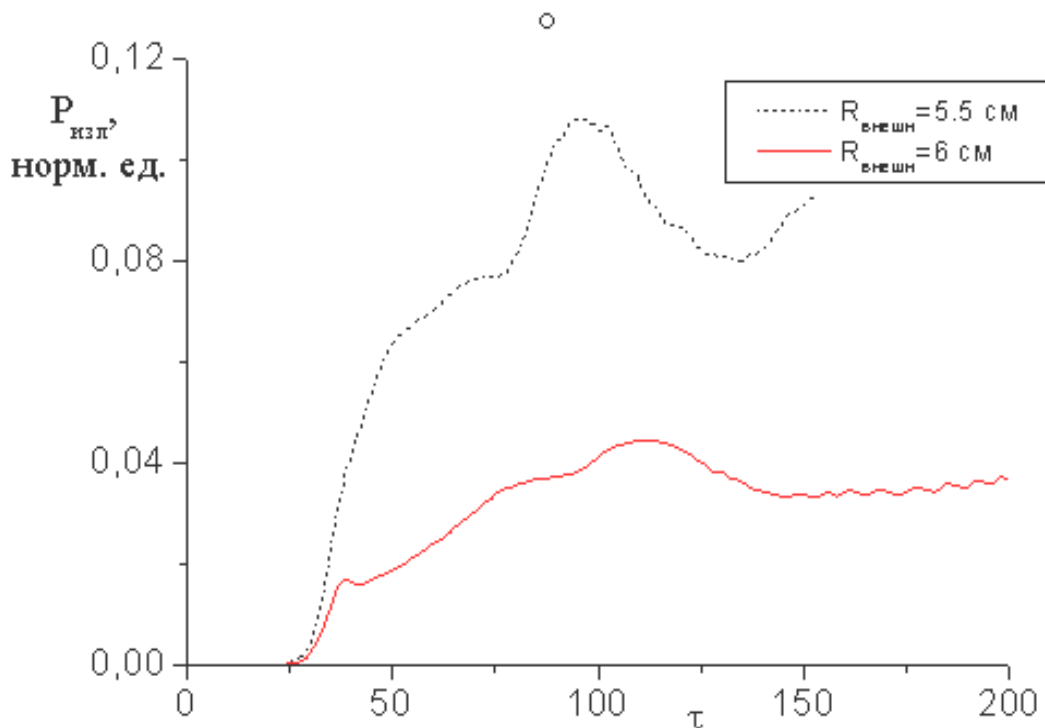


Рис. 3. Установление колебаний в двухсекционной системе РДГ для тех же значений внешнего радиуса

На рис. 3. показан процесс установления колебаний в двухсекционной системе для двух типичных случаев взаимодействия потока и поля. Использование секционированных систем является дополнительным фактором повышения мощности генерации. Видно, что в случае одновременной

реализации двух резонансов эффективность взаимодействия существенно выше. Распределение полей в этом случае соответствует одновременному возбуждению объемной моды и самосогласованному дифракционному излучению.

Проведенное в работе численное исследование резонансных режимов возбуждения полей в объеме односекционной системы РДГ в области частот 2π -вида колебаний показало, что фиксация частоты колебаний определяется продольными резонансами поверхностной составляющей поля. При этом возбуждение поля объемной моды может быть дополнительным фактором повышения мощности генерации.

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин «Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы.» Новосибирск: Наука. 1991. 293 с.

2. Бугаев С.П., Власов А.Н., Канавец В.И., Копенкин А.Д., Кошелев В.И., Корниенко В.Н., Попов В.А., Черепенин В.А. Релятивистские дифракционные генераторы.//В сб: Релятивистская дифракционная электроника. Вып. 6. Горький: Изд. ИПФ АН СССР. 1990. с.185-205.

3. А.И. Слепков //Известия РАН Сер. Физ. т 67, N12, 2003. с.1678.

4. В.И. Канавец, Р.Н. Лазаренко, А.И. Слепков //Известия АН. Сер. Физ. т 63, N12, 1999г, с.2316.