

Особенности многоволнового взаимодействия электронного потока и электромагнитного поля в релятивистском дифракционном генераторе

А. И. Слепков^{1a}, О. В. Галлямова^{2b}

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2. ²МОУ Видновская СОШ № 7.

E-mail: ^aslepkov@phys.msu.ru, ^bolga1glm@googlemail.com

Статья поступила 08.12.2008, подписана в печать 27.02.2009.

Исследованы механизмы самосогласованного взаимодействия трубчатого релятивистского электронного потока с полем сверхразмерной периодической структуры релятивистского дифракционного генератора в области частот 2π -вида колебаний основной моды. Численный анализ проводился с помощью матричного многомодового метода в его нестационарной вариации. Изучены структура полей, их модовый состав и спектр излучения. Выявлены условия стабилизации частоты генерации, связанные с продольными резонансами поверхностной пространственной гармоники и объемными резонансами на критической частоте моды E_{0n} цилиндрического волновода.

Ключевые слова: дифракционное излучение, релятивистский дифракционный генератор.

УДК: 621.385.69. PACS: 84.40.Fe.

Введение

Одним из решений задачи повышения импульсной мощности микроволнового излучения является использование релятивистских электронных потоков (РЭП) и электродинамической системы с поперечными размерами, значительно превышающими длину волны излучения. Наиболее перспективными в этом направлении оказались микроволновые источники, основанные на продольном взаимодействии трубчатого релятивистского электронного потока с полями сверхразмерных периодических волноводов — многоволновые черенковские генераторы (МВЧГ) и релятивистские дифракционные генераторы (РДГ) [1]. Последние, несколько уступая по мощности, обладают важным преимуществом: длительность импульса излучения τ_{gen} в РДГ близка к длительности импульса тока τ_{puls} , в то время как в МВЧГ наблюдается срыв генерации и ограничение длительности импульса $\tau_{\text{gen}} \sim 0.1\tau_{\text{puls}}$ [1]. В частности, в МВЧГ получена импульсная мощность излучения 15 ГВт в сантиметровом диапазоне длин волн [2], в РДГ — около 4.5 ГВт при $\lambda_{\text{rad}} = 7.2$ мм [3]. Для решения проблемы селекции мод и получения одночастотной генерации в этих устройствах было реализовано взаимодействие потока и поля на частотах соответственно π - и 2π -видов колебаний основной аксиально-симметричной моды периодического волновода. Механизм излучения в первом из указанных типов приборов основан на эффекте Вавилова–Черенкова. Во втором типе устройств в основе физических процессов, определяющих их действие, лежит дифракционное излучение (ДИ) РЭП: электронный пучок, двигаясь со скоростью v_0 вблизи периодических неоднородностей с периодом d , излучает набор распространяющихся обобщенных плоских волн, характеризующихся направлением $\cos \theta_n = \frac{c}{v_0} + \frac{n\lambda}{d}$ (или волновыми числами $k_{\parallel n} = \frac{k}{\beta} + \frac{2\pi n}{d}$, $= 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $\beta = \frac{v_0}{c}$ и $k_{\perp n} = \sqrt{k^2 - k_{\parallel n}^2}$), при переотражении которых от противоположной стенки в сверхразмерной структуре устанавливаются незатухающие колебания. Когда θ_n действителен, возникает излучение на n -й пространственной гармонике, а под ДИ понимают совокупность излучающихся пространственных гармоник. В случае структур бесконечной длины при $|k_{\parallel n}| < \omega/c$

говорят о быстрых или объемных гармониках, а в случае $|k_{\parallel n}| > \omega/c$ — о поверхностных (медленных) гармониках. Граница между ними — линии скорости света $\omega = \pm k_z c$.

В структурах конечной длины используется понятие ДИ с учетом того, что на бриллюэновской диаграмме [4] точки аномалий Вуда, определяемые как пересечение соответствующих пространственных гармоник с линиями скорости света, вырождаются в размытые области резонансного отклика системы [5].

В настоящей работе особенности ДИ в РДГ исследованы с точки зрения традиционных для электроники подходов, основанных на анализе самосогласованного взаимодействия электронного потока и поля периодической структуры. При этом ДИ вблизи аномалий Вуда [4] может трактоваться как возбуждение собственных волн при условии синхронизма потока и поля.

1. Математическая модель и метод численного исследования

За основу теоретического метода анализа работы дифракционного генератора был выбран матричный многомодовый метод [6], использовавшийся ранее для анализа многоволнового черенковского генератора. Метод позволяет рассматривать процессы установления колебаний в изучаемых системах в слабонестационарном приближении, предполагающем малое изменение амплитуды поля за период $T = 2\pi/\omega$.

В качестве электродинамической структуры рассматривается идеально проводящий цилиндрический волновод с периодическими неоднородностями в виде полуторов на пьедестале, d — период структуры, R_{\min} и R_{\max} — внутренний и внешний радиусы волновода (рис. 1). Вдоль оси симметрии системы пропускается трубчатый электронный поток со скоростью электронов v_0 , определяемой ускоряющим напряжением U , R_n — радиус потока, ток пучка j . Параметры структуры и РЭП в численном эксперименте подбирались близкими к характеристикам экспериментально реализованного в работе [3] РДГ. При исследовании возбуждения многих мод сверхразмерного периодического волновода аксиально-симметричный нерегулярный волновод (рис. 1) представляется в виде последовательности участков гладких волноводов

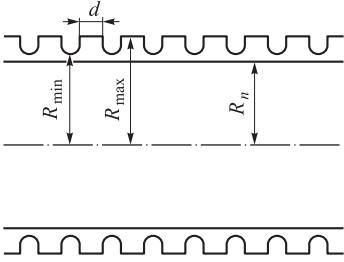


Рис. 1. Модель электродинамической структуры РДГ

фиксированного диаметра. Процессы в электронном пучке описываются с помощью модели крупных частиц, представляющих собой бесконечно тонкие кольца с зарядом q . Вихревое электрическое и магнитное поля на каждом выделенном участке с номером s разлагаются по системам собственных функций выделенных объемов:

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

где $C_{n,s}^\pm(z, t)$ — комплексные коэффициенты разложения, а $\mathbf{E}_{n,s}^\pm(r, z)$, $\mathbf{H}_{n,s}^\pm(r, z)$ — векторы электрического и магнитного полей для моды E_{0n} -типа (с учетом аксиальной симметрии структуры). После подстановки разложений (1) в уравнения Максвелла уравнения возбуждения записываются в матричном виде относительно векторов $\mathbf{x}^\pm = (C_1^\pm, C_2^\pm, \dots, C_N^\pm)$. В слабонестационарном приближении они имеют вид

$$\begin{aligned} D_{1s}^\pm \mathbf{x}_s^+ + DD_{1s}^\pm \cdot \frac{\partial \mathbf{x}_s^+}{\partial z} + D_{2s}^\pm \mathbf{x}_s^- + DD_{2s}^\pm \cdot \frac{\partial \mathbf{x}_s^-}{\partial z} = \\ = \frac{\partial}{\partial \tau} \left(B_{1s}^\pm \mathbf{x}_s^+ + BB_{1s}^\pm \cdot \frac{\partial \mathbf{x}_s^+}{\partial z} + B_{2s}^\pm \mathbf{x}_s^- + BB_{2s}^\pm \cdot \frac{\partial \mathbf{x}_s^-}{\partial z} \right) + \eta_s^\pm. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $D_{1s}^\pm, \dots, BB_{2s}^\pm$ — матричные коэффициенты, определяемые из уравнений Максвелла, η_s^\pm — энергетический интеграл взаимодействия потока и поля, имеющий в пренебрежении силами пространственного заряда следующий вид:

$$\eta_s^\pm = - \sum_{m=1}^{M_s} \frac{1}{2\pi} \int_{\tau}^{\tau+2\pi} q v_m e^{-i\tau} (\mathbf{E}_{n,s}^\pm)^* d\tau,$$

M_s — число частиц, пролетающих через s -й регулярный участок в интервал времени $(\tau, \tau + 2\pi)$. Уравнения возбуждения дополняются условиями сшивания полей на скачках радиуса гладкого волновода, записанными в виде проекционных соотношений, обеспечивающих непрерывность потока вектора Умова–Пойнтинга:

$$\begin{aligned} \int_{S_{s-1,s}} [\mathbf{E}_{s-1} \times (\mathbf{h}_{n,s})^*] d\mathbf{S} &= \int_{S_{s,s-1}} [\mathbf{E}_s \times (\mathbf{h}_{n,s})^*] d\mathbf{S}, \\ \int_{S_{s-1,s}} [\mathbf{e}_{n,s-1} \times \mathbf{H}_{s-1}^*] d\mathbf{S} &= \int_{S_{s,s-1}} [\mathbf{e}_{n,s-1} \times \mathbf{H}_s^*] d\mathbf{S}. \end{aligned} \quad (3)$$

Система уравнений (2), (3) решается на каждом временным шаге с помощью матричной прогонки. Для каж-

дой крупной частицы в пренебрежении силами пространственного заряда записывается релятивистское уравнение движения: $\frac{dp}{d\tau} = \frac{q}{\omega} \operatorname{Re}(E_{vz} e^{i\tau})$, где $p = mv_0\gamma$ — импульс крупной частицы, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ — релятивистский фактор, $\tau = \omega t$ — нормированное время, E_{vz} — продольная составляющая напряженности вихревого поля. В слабонестационарном случае для анализа развития процессов во времени используется двухслойная разностная схема с опережением. Метод позволяет решать самосогласованную задачу взаимодействия потока и поля, исследовать эффективность, модовый состав и спектр излучения.

2. Продольные и объемные резонансы в электродинамической системе РДГ

Резонансные свойства электродинамической системы РДГ исследовались в области частот 2π -вида основной аксиально-симметричной моды в приближении заданного тока. Электронный поток предполагался модулированным на частоте ω , воздействием поля на поток пренебрегалось. Метод поиска резонансов соответствовал предложенному в [7]: при фиксированном значении продольного волнового числа $k_{\parallel z}$ варьировалась величина скорости электронов возбуждающего потока; при этом частота модуляции выбиралась в соответствии с уравнением $\omega = k_{\parallel z} v_0$. Путем перебора параметров электронного потока и структуры в широком диапазоне определялись области резонансного дифракционного рассеяния. Построенные на основе такого исследования резонансно-частотные характеристики соответствуют дисперсионным характеристикам бесконечно длинных систем.

В результате проведенных исследований было показано, что в дифракционном генераторе, как и в чerenковском (действующем в области частот π -вида), важную роль играют продольные резонансы поверхностных компонент волн структуры, обусловленные ее конечной длиной. При одновременном возбуждении нулевой и второй пространственных гармоник основной аксиально-симметричной моды структуры распределение радиальной компоненты поля вдоль оси системы в области потока имеет максимум в центре (возбуждается продольная мода с индексом $m = N - 1$). В частности, положение резонансного максимума, соответствующего $2d/\lambda = 1.94$, не меняется по частоте при изменении продольного волнового числа (рис. 2, a), свидетельствуя о фиксации частоты резонансного возбуждения прямой и обратной волн. Как показало решение самосогласованной задачи, частота генерации также определяется этим механизмом и вблизи 2π -вида не меняется при изменении скорости потока. Подобный механизм взаимодействия потока и поля типичен также для частоты π -вида, как было показано при исследовании режимов работы МВЧГ [8]. Заметим, что при взаимодействии вблизи частоты 2π -вида одновременно возбуждаются как прямая, так и обратная волны, а полное поле имеет сложную пространственную структуру с максимумом продольной компоненты на оси периодического волновода.

Поскольку для выбранной геометрии системы в области частот 2π -вида открытыми являются значительное число мод гладкого волновода, резонансно-частотная характеристика системы имеет несколько максимумов. Типичные зависимости мощности прямого излучения от частоты приведены на рис. 2, б. Кроме резонанса в непосредственной близости к 2π -виду на зависимостях присутствует резонанс, соответствующий частоте открытия

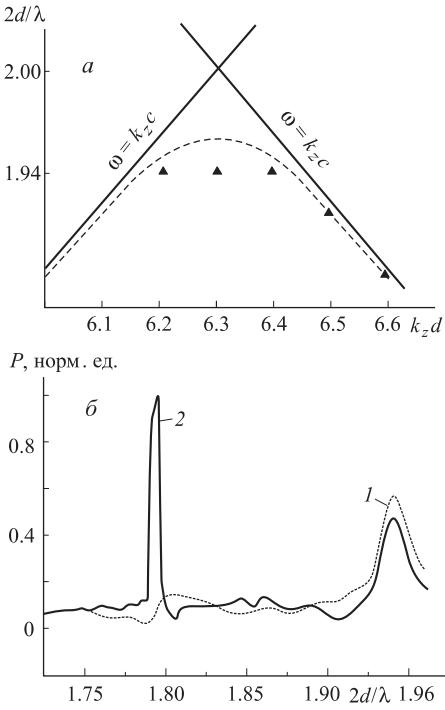


Рис. 2. Фрагмент дисперсионной характеристики в области частот 2π -вида (а) и мощность излучения вперед при двух случаях положения потока в односекционной системе при $R_{\max} = 6$ см, $\beta_z = 6.4$: 1 — $R_n = 4.7$ см, 2 — $R_n = 5.1$ см (б)

моды E_{0n} структуры $k_{zn} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\mu_{0n}}{R_w}\right)^2}$, где R_w — средний радиус периодического волновода, μ_{0n} — n -й корень уравнения $J_0(x) = 0$, $J_0(x)$ — функция Бесселя. Для выбранных параметров системы $n = 8$. Как иллюстрирует рис. 2, б, кривая 2, величина этого резонанса сильно зависит от радиуса потока и может быть заметной при значительном удалении потока от стенок волновода. Наличие такого резонансного взаимодействия потока и поля является типичным для РДГ на цилиндрическом волноводе, соответствует взаимодействию потока с пространственными гармониками -1 -й и $+1$ -й моды E_{0n} и отсутствует для черенковского взаимодействия вблизи частоты π -вида. При этом для резонанса, обусловленного 2π -видом, уменьшение радиуса потока (удаление от стенок) приводит к уменьшению мощности взаимодействия, что свидетельствует о важной роли поверхностной волны. Положение резонанса, соответствующего открытию моды E_{0n} , сильно зависит от радиуса структуры и при определенных условиях в самосогласованной задаче может использоваться для повышения мощности генерации.

Для выявления роли объемных резонансов менялся внешний радиус волновода при неизменной высоте неоднородности и фиксированном расстоянии до пучка. Для значения $k_z d = 1.02 \cdot 2\pi$ радиус волновода менялся в диапазоне $5.5 \div 6.5$ см с шагом 1 мм. При изменении радиуса структуры положение резонанса, соответствующего продольному резонансу поверхностной волны (резонанс периодической системы), остается относительно фиксированным, в то время как положение резонансов, связанных с открытием моды E_{0n} , меняется. На графике поперечных распределений полей $E_z(r)$ в двух резонансных пиках (рис. 3) кривая 1, представляющая

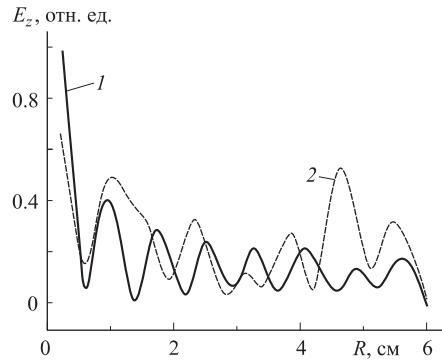


Рис. 3. Поперечные распределения поля E_z в двух резонансных максимумах: 1 — $2d/\lambda = 1.794$, 2 — $2d/\lambda = 1.94$

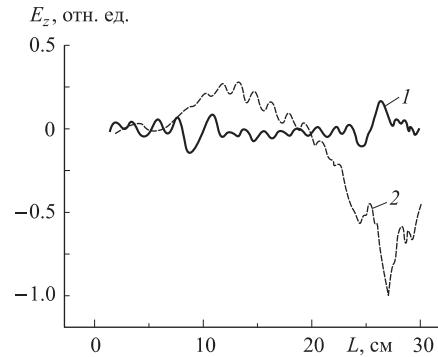


Рис. 4. Сравнение продольных полей E_z при двух значениях внешнего радиуса: 1 — $R_{\max} = 6$ см, 2 — $R_{\max} = 5.55$ см

поле в выходном сечении в низкочастотном резонансе, демонстрирует подавление поверхностной компоненты и большую роль объемных компонент поля в сравнении с кривой 2, соответствующей 2π -виду основной моды периодического волновода.

Типичные зависимости распределения продольной компоненты поля E_z вдоль оси симметрии структуры при самосогласованном взаимодействии потока и поля в резонанском пике для двух значений внешнего радиуса приведены на рис. 4. При $R_{\max} = 6.0$ см (кривая 1) критическая частота открытия моды E_{08} отстроена от частоты 2π -вида основной моды, при $R_{\max} = 5.5$ см (кривая 2) эти частоты близки. В том случае, когда частота открытия соответствующей объемной моды близка к частоте 2π -вида ($R_{\max} = 5.5$ см), продольная структура поля имеет более сложный вид — возникает медленное изменение поля вдоль оси z , что соответствует возбуждению объемной моды E_{08} на частоте, близкой к критической.

Структура полей излучения, устанавливающегося в сверхразмерных структурах РДГ, достаточно сложна для анализа: ранее было показано [9], что вблизи границ высших полос прозрачности при возбуждении объемных полей в сверхразмерных периодических системах важную роль играют резонансы гибридных волн. Но из сложной многоволновой картины можно таким образом вычленить два основных механизма, определяющих процессы взаимодействия потока и поля в дифракционном генераторе.

3. Самосогласованное взаимодействие потока и поля в РДГ

Анализ самосогласованного взаимодействия потока и поля проводился для нескольких одно- и двухсекционных вариантов дифракционного генератора. Задача дополнительной оптимизации не ставилась, поэтому эффективность взаимодействия потока и поля была относительно невысокой. В односекционном варианте наблюдалась устойчивая генерация с КПД около 1%. Учет отражающего элемента (ограничителя потока) на входе в систему, обычно используемого в экспериментальных макетах, привел к повышению КПД до 2%, а секционирование системы позволило повысить КПД до 4% (рис. 5, а, кривая 1). Во всех случаях генерация была одночастотной. В распределении продольной компоненты поля E_z вдоль оси структуры (рис. 5, б) обращает на себя внимание значительное возрастание амплитуды приосевого поля в центре структуры: наличие двух периодических секций приводит к возникновению максимума поля в трубе дрейфа, играющей роль высокодобротного резонатора для объемного поля.

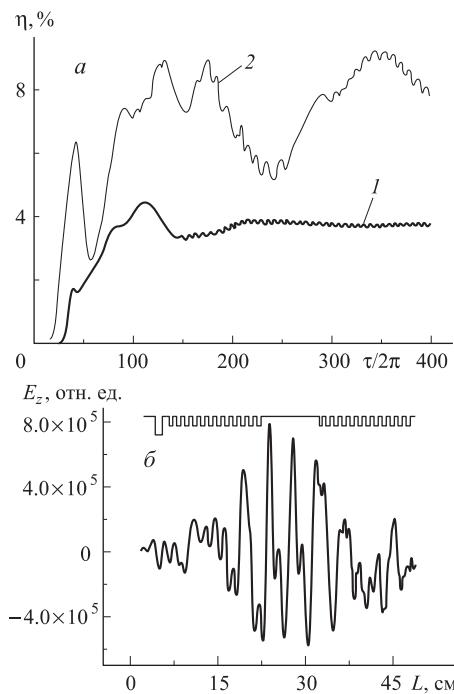


Рис. 5. Установление генерации в двухсекционной системе: при $R_{\max} = 6$ см (кривая 1) и при $R_{\max} = 5.55$ см (кривая 2) (а); продольное распределение поля E_z на оси двухсекционной структуры (изображена в верхней части рисунка) в режиме генерации при $R_{\max} = 6$ см (б)

Мы предположили, что при тех значениях параметров, где совмещаются объемный резонанс моды E_{08} с резонансным откликом на частоте ближайшего к 2π -виду резонанса периодической структуры, достигаются наиболее эффективные условия установления генерации при рассмотрении самосогласованной задачи.

Такое предположение подтвердилось увеличением КПД до 4% в односекционной системе. В аналогичном варианте двухсекционной системы значение КПД достигло 8% (рис. 5, а, кривая 2), генерация устанавливается быстрее в сравнении с $R = 6$ см. Изменение эффективности генерации со временем объясняется отклонением

частоты генерации от опорной частоты ω и конкуренцией двух механизмов: объемных резонансов и резонансов поверхностной волны. Генерация одночастотная, но с более широким спектром. На продольных распределениях поля E_z вблизи потока в каждой из секций по отдельности устанавливается $(N-1)$ -я мода поверхностной волны. В продольном распределении поля E_z наблюдается медленное изменение поля вдоль оси z в каждой из секций по отдельности, проявляющееся в стремлении к бесконечности длины волны соответствующей объемной моды на частоте, близкой к критической.

Отметим, что наличие отражений поверхностной волны от краев структуры и поперечные резонансы объемного поля — не единственный механизм установления обратных связей в РДГ. Существенную роль, как и в чerenковском генераторе, играют внутренние обратные связи, обусловленные взаимодействием потока с обратной волной (механизм ЛОВ). В частности, в односекционной структуре с близкими параметрами и преобладающим механизмом ЛБВ ($k_z d \leq 2\pi$) даже при значительных величинах амплитуды тока достигался только режим усиления без перехода к генерации. Соответствующая двухсекционная структура при этом давала неустойчивую генерацию.

Заключение

В результате численного моделирования многоволнового взаимодействия трубчатого электронного потока с полями осесимметричных периодических электродинамических замедляющих систем конечной длины в области частот 2π -вида исследованы резонансные режимы самосогласованного взаимодействия потока и поля в одно- и двухсекционных системах РДГ, выявлены структуры полей, изучен модовый состав и спектр излучения. В частности:

- 1) установлена важная роль продольных резонансов поверхностного поля при фиксации частоты излучения в релятивистском дифракционном генераторе;
- 2) показано влияние на эффективность и характер генерации в РДГ режима совмещения механизмов дифракционного излучения на критической частоте собственной объемной моды эквивалентного гладкого волновода и на частоте 2π -вида основной моды структуры;
- 3) в численном эксперименте подтверждена перспективность использования двухсекционной сверхразмерной системы РДГ для повышения эффективности генерации высокой мощности в микроволновом диапазоне.

Список литературы

1. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск, 1991.
2. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. // Радиотехника и электроника. 1987. **32**, № 7. С. 1488.
3. Бугаев С.П., Власов А.Н., Канавец В.И. и др. // Релятивистская дифракционная электроника. Вып. 6. Горький, 1990. С. 185.
4. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков, 1976.
5. Власов А.Н., Королёва О.В., Максимов А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. **61**, № 12. С. 2289.
6. Слепков А.И. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2003. **67**, № 12. С. 1678.
7. Канавец В.И., Слепков А.И., Федоров А.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. № 4. С. 30.

8. Канавец В.И., Максимов А.С., Слепков А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. **64**, № 12. С. 2490.
9. Галлямова О.В., Канавец В.И., Нифанов А.С. Слепков А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. **65**, № 12. С. 1703.

Peculiarities of multiwave interaction between electron beam and electromagnetic field in relativistic diffractional generator

A. I. Slepkov^{1a}, O. V. Gallyamova^{2b}

¹Department of General Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²Municipal Educational Institution Vidnoe Secondary General School No. 7, Moscow Region, Russia.

E-mail: ^aslepkov@phys.msu.ru, ^bolga1glm@googlemail.com.

The mechanisms of self-consistent interaction between tubular relativistic electron beam and fields of super-dimensional axisymmetric periodical structure of relativistic diffractive generators (RDG) in the frequency range of 2π -type oscillations of fundamental mode are investigated with the help of computer simulation based on time-dependent matrix multiwave method. The electromagnetic field profiles, mode structure, and radiation frequency spectrum are studied. The conditions of the RDG generating frequency stabilisation related to the longitudinal resonances of the surface spatial harmonics and bulk resonances at the cutoff frequency of the EOn mode of the cylindrical waveguide are obtained.

Keywords: Smith–Parcel radiation, relativistic diffractional generators.

PACS: 84.40.Fe.

Received 8 December 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2009).

Сведения об авторах

1. Слепков Александр Иванович — докт. физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: 939-30-38, e-mail: slepkov@phys.msu.ru.
 2. Галлямова Ольга Валерьевна — учитель; тел.: 541-26-37, e-mail: olga1glm@googlemail.com.