

УДК 621.385

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГЕЛИТРОН

А.А. КУРАЕВ, В.В. МАТВЕЕНКО

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республика Беларусь

Поступила в редакцию 28 сентября 2017

Аннотация. Сформулированы нелинейные уравнения и на их основе проведен анализ и оптимизация генератора СВЧ нового типа – релятивистского гелитрона. Это прибор с центробежной электростатической фокусировкой осесимметричного винтового релятивистского электронного потока, взаимодействующего с H_{n1l} модой электромагнитного поля коаксиального резонатора. На основе численного моделирования и оптимизации показано, что его эффективность превосходит эффективность релятивистских лампы бегущей волны (ЛБВ) и лампы обратной волны (ЛОВ).

Ключевые слова: гелитрон, сверхпроводимость, центробежно-электростатическая фокусировка.

Abstract. This paper formulates nonlinear equations for the microwave generator of a new type – relativistic helitron and performs analysis and optimization on this basis. It is a device with centrifugal electrostatic focusing of an axisymmetric helical relativistic electron beam interacting with the H_{n1l} mode of the electromagnetic field of a coaxial resonator. On the basis of numerical simulation and optimization it's shown that its efficiency exceeds the efficiency of relativistic traveling wave tube (TWT) and back wave tube (BWT).

Keywords: helitron, superconductivity, centrifugal-electrostatic focusing.

Doklady BGUIR. 2017, Vol. 109, No. 7, pp. 60-65

Relativistic helitron

A.A. Kurayev, V.V. Matveyenko

Введение

Современные приборы сверхбольшой мощности – релятивистские ЛБВ и ЛОВ – имеют магнитную фокусировку линейного релятивистского потока (мощный соленоид). Это обстоятельство препятствует применению сверхпроводящих электродинамических систем, поскольку в постоянных магнитных полях высокочастотная сверхпроводимость металлов исчезает. Между тем использование сверхпроводящих структур в сверхмощных приборах позволило бы существенно увеличить энергетику этих приборов за счет резкого снижения омических потерь (эти потери фактически ограничивают энергетику прибора – за их счет разрушается рабочая поверхность электродинамических систем при повышении мощности и длительности импульса генератора). Заметим, что в релятивистских ЛБВ и ЛОВ может быть использована линзовая фокусировка, когда линзы помещены вне области взаимодействия, как это делается в линейных ускорителях [1].

Периодическая электростатическая фокусировка неэффективна для мощных РЭП. В отличие от нее центробежно-электростатическая фокусировка является абсолютно устойчивой [2, 3] и может и быть использована в генераторе типа гелитрона [2, 4]. В [2, 4] исследованы схемы низковольтных гелитронов ($V_0 = 1000\text{--}2000$ В) с двух- и четырехламельным внутренним проводником. Такая конструкция (и низкие V_0) делает гелитрон принципиально длинноволновым (частота вращения электронов $\omega_c \sim \sqrt{V_0}$, т. е. невелика при малых V_0).

Использование в гелитроне коаксиального резонатора на модах H_{n1l} и релятивистского потока, как это предложено в [2], делает этот прибор работоспособным вплоть до миллиметрового диапазона длин волн.

Схема конструкции релятивистского гелитрона.

На рис. 1 изображена схема конструкции релятивистского гелитрона, состоящего из электронной пушки Харриса [5] (может быть использована безмагнитная спиральная пушка Чернова [3]), коаксиального резонатора с режекторными радиальными фильтрами на концах и коллектора.

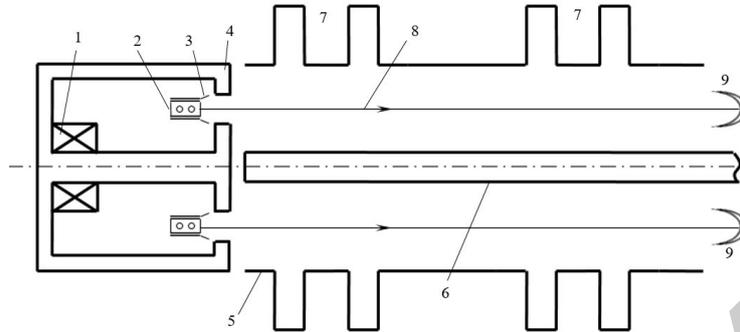


Рис. 1. Схема конструкции коаксиального гелитрона: 1 – магнитная катушка; 2 – кольцевой термокатод (может применяться и катод со взрывной эмиссией); 3 – прикатодный электрод (венельт); 4 – анод, являющийся также магнитным экраном и магнитопроводом закручивающей электронный поток магнитной системы; 5 – внешний цилиндр коаксиала; 6 – внутренний проводник коаксиала; 7 – режекторные радиальные фильтры на концах образуемого ими коаксиального резонатора; 8 – моновинтовой электронный поток; 9 – кольцевой коллектор

Моновинтовой электронный поток вращается с частотой [2]: $\omega_c = \sqrt{\eta V_0 / r_0}$, $\eta = e/m$, e – заряд электрона, m – релятивистская масса электрона, r_0 – радиус вращения электрона, $V_0 = \Delta V / \ln(b_2 / b_1)$, ΔV – разность потенциалов между внутренним и внешним цилиндрами, b_1, b_2 – соответственно радиусы внутреннего и внешнего цилиндра.

Если резонатор настроен на моду H_{n1l} с частотой собственных колебаний ω , то резонансное взаимодействие с электронным пучком наступает при условии $(1 \mp \beta_{z0} / \beta_\phi) \omega = m \omega_c$. Здесь β_ϕ – фазовая скорость волны H_{n1l} в коаксиальном волноводе. Верхний знак соответствует синхронизму электронов с попутной парциальной волной колебания H_{n1l} , нижний – с встречной.

На рис. 2 изображено поперечное сечение области взаимодействия при резонансе с модой H_{21l} ($n = 2$). Указаны силовые линии электрической напряженности \vec{E} моды H_{21l} , а также размерные величины b_1, b_2, r_0 .

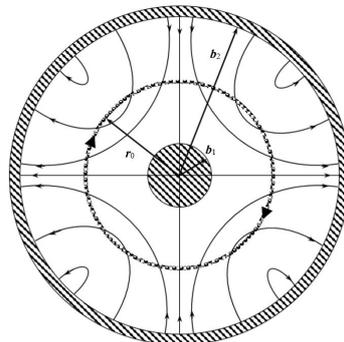


Рис. 2. Поперечное сечение области взаимодействия гелитрона

Нелинейные уравнения математической модели релятивистского гелитрона.

При формулировке нелинейных уравнений релятивистского гелитрона использовались метод крупных частиц, теории релятивистского движения электронов и теория электромагнитного поля, развитые в [2, 6, 7]. Ниже приведены безразмерные уравнения движения электрона и формулы компонент поля H_{n1l} моды коаксиального резонатора.

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d P_{zi}}{dz} &= \frac{1}{\beta_{zi}} \left(\frac{\gamma_i \beta_{\varphi i}^2}{r_i} - E_r - \beta_{\varphi i} B_z + \beta_{zi} B_\varphi - F_r^0 \right), \\ \frac{d P_{\varphi i}}{dz} &= \frac{1}{\beta_{zi}} \left(-\frac{\gamma_i \beta_{ri} \beta_{\varphi i}}{r_i} - \beta_{zi} B_r + \beta_{ri} B_z - E_\varphi \right), \\ \frac{d P_{zi}}{dz} &= \frac{1}{\beta_{zi}} (-\beta_{ri} B_\varphi + \beta_{\varphi i} B_r), \\ \frac{d r_i}{dz} &= \frac{\beta_{ri}}{\beta_{zi}}, \quad \frac{d \theta_i}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}}, \quad \frac{d \theta_i}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}}, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

$0 \leq z \leq d$, i – номер электрона (крупной частицы), $i = \overline{1, N}$.

Здесь: $\gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_i^2}} = \sqrt{1 + P_{ri}^2 + P_{\varphi i}^2 + P_{zi}^2}$, $\beta_i = v_i/c$, $\beta_{ri} = v_{ri}/c$, $\beta_{zi} = v_{zi}/c$, $v_{z\varphi i} = v_{\varphi i}/c$, c – скорость

света в пустоте;

$\theta_i = \omega t_i$, $z = z' \omega / c = 2\pi z' / \lambda$, z' – размерная (м) длина вдоль оси, $r = r' \omega / c = 2\pi r' / \lambda$, r' – размерный радиус i -го электрона; $\overline{P}_i = \gamma_i \beta_i$ – безразмерный импульс i -го электрона.

Начальные условия к системе (1) имеют вид:

$$\varphi_i(0) = S/n(2\pi i/N), \quad \theta_i(0) = 0, \quad P_{ri}(0) = 0, \quad P_{\varphi i}(0) = \gamma(0) \beta_{\varphi 0}, \quad \gamma(0) = \left[1 - \beta_{\varphi 0}^2 \left(1 + \frac{1}{q^2} \right) \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

$$r_i(0) = \frac{n}{S} \sqrt{\frac{E_r^0}{\gamma(0)}}, \quad E_r^0 = \beta_{\varphi 0}^2 \gamma(0), \quad F_r^0 = E_r^0 / r_i(z). \quad (3)$$

Безразмерные составляющие синхронной компоненты поля H_{n1l} моды с круговой поляризацией имеют вид:

$$\left\{ \begin{aligned} E_r &= A_0 n/r_i F_{n1} \cos(n\varphi_i - \theta_i) \sin(\pi l z/d)/2, \quad E_\varphi = -A_0 \mathcal{F}_{n1} \sin(n\varphi_i - \theta_i) \sin(\pi l z/d)/2, \\ B_r &= -A_0 \mathcal{F}_{n1} \cos(n\varphi_i - \theta_i) \cos(\pi l z/d)/2, \quad B_\varphi = A_0 \pi/d n/r_i F_{n1} \sin(n\varphi_i - \theta_i) \cos(\pi l z/d)/2, \\ B_z &= -A_0 (1 - (\pi l/d)^2) F_{n1} \cos(n\varphi_i - \theta_i) \sin(\pi l z/d)/2. \end{aligned} \right. \quad (4)$$

Здесь:

$$F_{n1} = J_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / J'_n(\chi_{n1}) - N_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / N'_n(\chi_{n1}),$$

$$\mathcal{F}_{n1} = \chi_{n1}/b_1 [J'_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / J'_n(\chi_{n1}) - N'_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / N'_n(\chi_{n1})], \quad \chi_{n1} - \text{корень уравнения,}$$

$$J'_n(\chi_{n1}) / N'_n(\chi_{n1}) = J'_n(\alpha \chi_{n1}) / N'_n(\alpha \chi_{n1}), \quad \alpha = b_2/b_1, \quad J_n(x) - \text{функция Бесселя 1-го рода, } n\text{-го порядка,}$$

$$N_n(x) - \text{функция Бесселя 2-го рода, } n\text{-го порядка, } J'_n(x) = dJ_n(x)/dx, \quad N'_n(x) = dN_n(x)/dx.$$

$$A_0 = eE_{\varphi \max} / (m_0 c \omega \mathcal{F}_{n1 \max}), \quad b_1 = 2\pi b_1' / \lambda, \quad b_2 = 2\pi b_2' / \lambda, \quad d = 2\pi d' / \lambda; \quad \text{штриховые величины – размерные, в метрах.}$$

Результаты расчета и оптимизации релятивистского гелитрона при $n = 2$

Оптимизация гелитрона проводилась по КПД, который определялся как

$$\eta(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_0 - \gamma_i(z)}{\gamma_0 - 1}. \quad (5)$$

Получены следующие результаты.

Вариант 1. ($N = 256$)

Взаимодействие с встречной парциальной волной колебания H_{211} : $S = 1,4707$; $n = 2$;
 $d = 2\pi$; $l = 1$; $A_0 = 0,0988$; $b_1 = 0,5$; $\alpha = 18,4711$; $\beta_{\varphi 0} = 0,5583$; $q = \beta_{\varphi 0} / \beta_{z0} = 1,9995$; $\eta = 0,2213$.

На рис. 3 представлены основные зависимости, иллюстрирующие процесс взаимодействия в гелитроне (вариант 1).

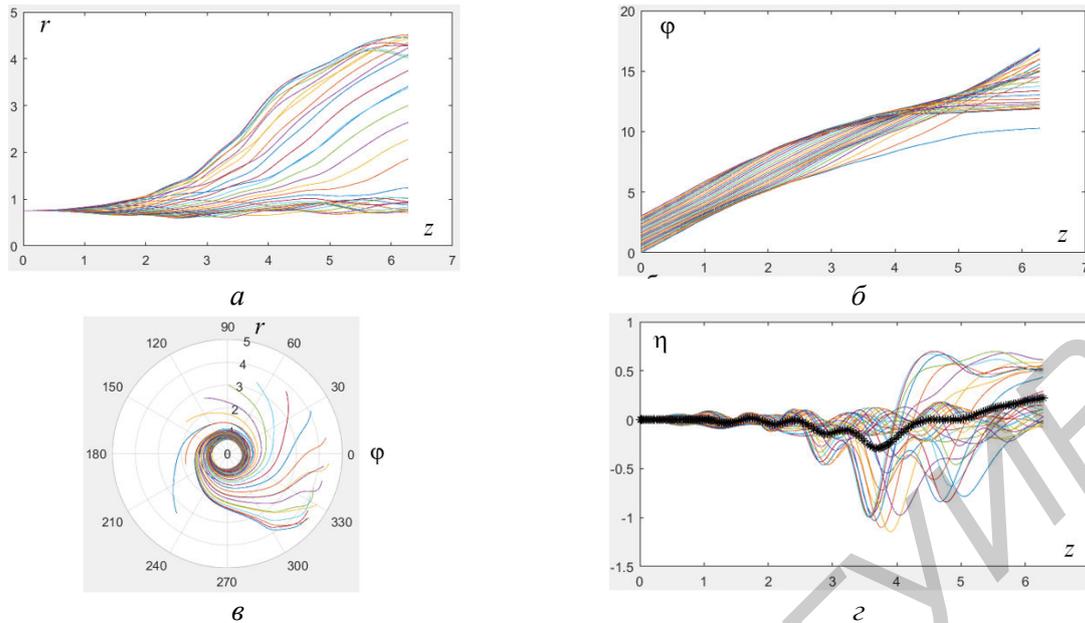


Рис. 3. Траектории электронов $i = 1 \dots 256$ в плоскости r, z (а), фазовые траектории электронов (б), орбитальные траектории электронов (в), распределение η_i и η вдоль z -оси области взаимодействия (г) (результаты получены на основе данных, соответствующих варианту 1)

На рис. 3, б видна фазовая (орбитальная) группировка электронов в области $d = 3,5 \dots 5,5$. Из рис. 3, в следует, что основная масса электронов, отдавая энергию, уменьшает радиус орбиты; число ускоренных электронов с увеличенным r_i относительно мало. На рис. 3, г приведены зависимости индивидуальных $\eta_i(z)$. Укрупненная линия указывает $\eta(z)$ в приборе. В итоге при $z = d$ $\eta = 0,2213$.

Вариант 2. ($N = 256$)

Взаимодействие с попутной парциальной волной колебания H_{211} : $S = 0,5086$; $n = 2$; $d = 2\pi$; $l = 1$; $A_0 = 0,0438$; $b_1 = 0,5528$; $\alpha = 30,3935$; $\beta_{\phi 0} = 0,3517$; $q = \beta_{\phi 0} / \beta_{z 0} = 2,5512$; $\eta = 0,4834$.

На рис. 4 представлены основные зависимости, иллюстрирующие процесс взаимодействия в гелитроне (вариант 2).

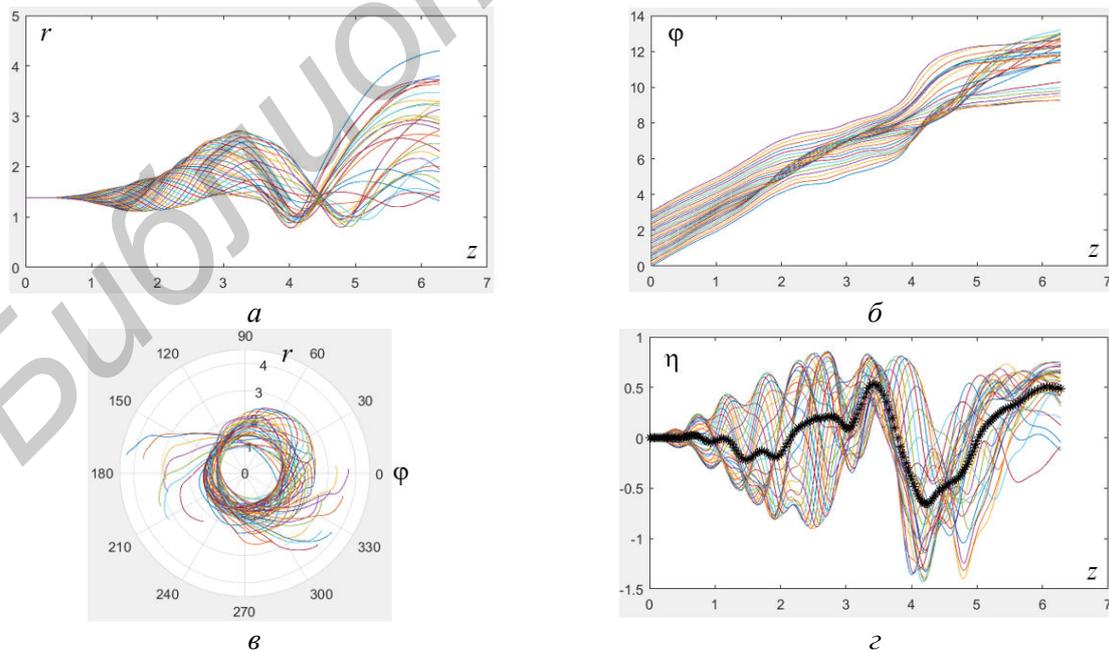


Рис. 4. Траектории электронов $i = 1 \dots 256$ в плоскости r, z (а), фазовые траектории электронов (б); орбитальные траектории электронов (в); распределение η_i и η вдоль z -оси области взаимодействия (г) (результаты получены на основе данных, соответствующих варианту 2)

На рис. 4, а представлены траектории электронов различных i в плоскости r, z . На рис. 4, б видна фазовая (орбитальная) группировка электронов в области $d = 4 \dots 5$. Из рис. 4, в следует, что основная масса электронов, отдавая энергию, уменьшает радиус орбиты. В соответствии с рис. 4, з можно сделать вывод о том, что $z = d, \eta = 0,4834$ (укрупненная линия указывает $\eta(z)$ в приборе).

Также были проведены исследования моды H_{214} коаксиального резонатора релятивистского гелитрона при увеличении его длины вдвое вдоль z -оси области взаимодействия с электронным потоком.

С встречной парциальной волной колебания H_{211} : $S=1,1098$; $n=2$; $d=4\pi$; $l=4$; $A_0=0,0192$; $b_1 = 0,5986$; $\alpha = 4,981$; $\beta_{\varphi 0}=0,8$; $q = \beta_{\varphi 0}/\beta_{z0} = 3,1028$; $\eta = 0,2018$.

С попутной парциальной волной колебания H_{211} : $S = 0,8925$; $n = 2$; $d = 4\pi$; $l = 4$; $A_0 = 0,0211$; $b_1 = 0,5945$; $\alpha = 4,7836$; $\beta_{\varphi 0} = 0,7782$; $q = \beta_{\varphi 0}/\beta_{z0} = 2,72$; $\eta = 0,2743$.

Заключение

Проведенные расчеты указывают на то, что эффективность релятивистского гелитрона превосходит эффективность однородных релятивистских ЛБВ-ЛОВ, КПД которых лежит в пределах $0,1 \dots 0,2$. Добавим, что в нерезонансной электродинамической системе (для этого достаточно удалить режекторные фильтры) возможна электрическая (т. е. безинерционная) перестройка частоты гелитрона, поскольку угловая частота вращения электронов

$\omega_c = \sqrt{\frac{e \nabla V}{m r_0}}$. Изменяя разность потенциалов между внешним и внутренним проводниками коаксиала ΔV , можно управлять частотой сигнала.

Список литературы

1. Концептуальный проект ускорительного комплекса Nuclotron – based Ion Collider. Дубна: ОИЯИ, 2008. 51 с.
2. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Минск: Наука и техника, 1971. 312 с.
3. Чернов З.С. Методы фокусировки электронов в современных приборах СВЧ // Труды ИРЭ АН СССР. 1958. Т.3, № 10. С. 1227–1235.
4. Pantell R. Small-signal analysis of the helitron oscillator // IRE Trans. 1960. ED-7, Vol. 1. P. 20–31.
5. Сушков А.Д. Вакуумная электроника. Физико-технические основы. М.: Лань, 2004. 404 с.
6. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь, 1986. 208 с.
7. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Сеницын А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: ИНФРА-М, 2016. 424 с.

References

1. Kontseptual'nyy proyekt uskoritel'nogo kompleksa Nuclotron – based Ion Collider. Dubna: OIYAI, 2008. 51 s. (in Russ.)
2. Kurayev A.A. Sverkhvysokochastotnyye pribory s periodicheskimi elektronnyimi potokami. Minsk: Nauka i tekhnika, 1971. 312 s. (in Russ.)
3. Chernov Z.S. Metody fokusirovki jelektronov v sovremennyh priboborah SVCh // Trudy IRJe AN SSSR. 1958. T.3, № 10. S. 1227–1235. (in Russ.)
4. Pantell R. Small-signal analysis of the helitron oscillator // IRE Trans. 1960. ED-7, Vol. 1. P. 20–31.
5. Sushkov A.D. Vakuumnaya elektronika. Fiziko-tekhnicheskiye osnovy. M.: Lan', 2004. 404 s. (in Russ.)
6. Kurayev A.A. Moshchnyye pribory SVCH. Metody analiza i optimizatsii parametrov. M.: Radio i svyaz'. 1986. 208 s. (in Russ.)
7. Kurayev A.A., Popkova T.L., Sinitsyn A.K. Elektrodinamika i rasprostraneniye radiovoln. M.: INFRA-M, 2016. 424 s. (in Russ.)

Сведения об авторах

Кураев А.А., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры информационных радиотехнологий Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Матвеевко В.В., к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры вычислительных методов и программирования Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,
г. Минск, ул. П. Бровка, д. 6,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники
тел. +375-17-293-84-98;
e-mail: kurayev@bsuir.by
Кураев Александр Александрович

Information about the authors

Kurayev A.A., D.Sci., professor, professor of information radiotechnologies department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics

Matveenko V.V., PhD., associate professor, associate professor of computational methods and programming department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics.

Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,
Minsk, P. Brovka st., 6,
Belarusian state university of
informatics and radioelectronics
tel. +375-17-293-84-98;
e-mail: kurayev@bsuir.by
Kurayev Aleksandr Aleksandrovich

Библиотека БГУИР