

БЕЗМАГНИТНЫЙ КЛИСТРОН – УДВОИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ С ПОПЕРЕЧНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

А.А. КУРАЕВ, В.В. МАТВЕЕНКО

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республика Беларусь

Поступила в редакцию 23 января 2018

Аннотация. Приведены нелинейная теория и расчет КПД электронного прибора нового типа – безмагнитного клистрона – удвоителя частоты с поперечной модуляцией ленточного релятивистского электронного потока. В отличие от известной конструкции клистрона – удвоителя частоты с поперечной модуляцией в области группировки электронов используется не магнитная линза, а электростатическая. Последнее позволяет использовать криогенные сверхпроводящие электродинамические системы, что весьма важно для мощных приборов терагерцового диапазона. Кроме того, отпадает необходимость в энергозатратах на питание электромагнитов линзы в исходной конструкции

Ключевые слова: безмагнитный клистрон – удвоитель частоты, сверхпроводящие электродинамические системы, электростатическая линза.

Abstract. The article presents nonlinear theory and calculating efficiency of the new type electronic device – frequency non-magnetic doubler-klystron with a transverse modulation and a strip relativistic electron beam. In contrast to the known design of a frequency doubler-klystron with using transverse modulation authors apply an electrostatic lens for electronic grouping. The latter allows the use of cryogenic superconducting electrodynamic systems, which is very important for high-power devices of the terahertz range. Moreover, there isn't necessary for additional energy consumption in the present construction due to the electromagnetic lens absence.

Keywords: frequency non-magnetic doubler-klystron, superconducting electrodynamic systems, electrostatic lens.

Doklady BGUIR. 2018, Vol. 113, No. 3, pp. 67-71

Frequency non-magnetic doubler-klystron with transverse modulation

A.A. Kurayev, V.V. Matveyenko

Введение

Клистрон – удвоитель частоты с поперечной модуляцией предложен в [1], в [2, 3] проведены анализ и оптимизация по КПД этого прибора, включая многокаскадные схемы. Установлена высокая эффективность такого клистрона-удвоителя. Механизм действия удвоителя основан на том, что в области продольно-неоднородного магнитного поля магнитной линзы поперечно отклоненные во входном резонаторе высокочастотным (ВЧ) магнитным полем электроны задерживаются больше, чем не отклоненные. В результате происходит фазовая группировка электронов на удвоенной частоте, поскольку эффект задержки электронов не зависит от направления отклонения электронов.

Как показано в данной статье, аналогичный эффект достигается и при использовании плоской электростатической линзы. Такая конструкция имеет очевидные преимущества:

- а) исключаются тяжелые электромагниты и затраты на их питание;
- б) возможно применение криогенных сверхпроводящих электродинамических структур (резонаторов).

Последнее невозможно при использовании магнитной линзы, поскольку магнитное поле снимает ВЧ сверхпроводимость в СВЧ и КВЧ диапазонах. В то же время использование сверхпроводимости в указанных диапазонах существенно улучшает выходные характеристики мощных электронных приборов.

Схема безмагнитного клистрона – удвоителя частоты с поперечной модуляцией

Схема прибора изображена на рис. 1. Здесь 1, 2, 3, 4 – электронная пушка, формирующая ленточный электронный поток (широкий по оси y). Соответственно 1 – катод, 2 – прикатодный электрод, 3 – первый анод, 4 – второй анод. 5 – входной прямоугольный резонатор, работающий на

модуле E_{210} на частоте ω_0 ; 6 – релятивистский электронный поток; 7 – скосы экранов электростатической линзы; 8 – центральный электрод электростатической линзы; 9 – выходной резонатор, работающий на моде E_{110} на частоте $2\omega_0$; 10 – коллектор.

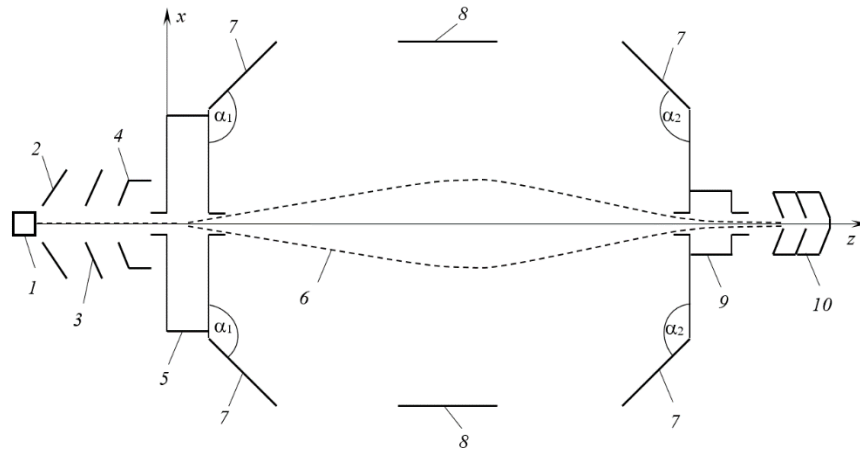


Рис. 1. Продольное сечение клистрона – удвоителя с электростатической линзой

Входной резонатор имеет следующие размеры по x , y , z : a_1', b_1', d_1' . Штрих у величин означает, что они размерные (т. е. в метрах). Резонансная длина волны этого резонатора [4]

$$\lambda_0 = \frac{2 \cdot a_1' \cdot b_1'}{\sqrt{(a_1')^2 + (2 \cdot b_1')^2}}.$$

В дальнейшем тексте и рисунках приводимые величины длин без штриха будут безразмерными: $a_1 = 2\pi a_1' / \lambda_0$, $b_1 = 2\pi b_1' / \lambda_0$, $d_1 = 2\pi d_1' / \lambda_0$, $x = 2\pi x' / \lambda_0$, $y = 2\pi y' / \lambda_0$ и т. д. На рис. 1 приведены безразмерные длины элементов. Выходной резонатор 9 имеет размеры a_2', b_2', d_2'

и резонансную длину волны $\lambda_{02} = \frac{2 \cdot a_2' \cdot b_2'}{\sqrt{(a_2')^2 + (2 \cdot b_2')^2}} = \frac{\lambda_0}{2}$.

Основные уравнения

1. Поля колебания E_{210} входного модулирующего резонатора [4]:

$$\vec{E}_1 = E_{m1} \vec{\varepsilon}_1, \quad \vec{B}_1 = \frac{E_{m1}}{c} \vec{b}_1,$$

$$\vec{\varepsilon}_1 = \vec{z}_0 \sin\left(\frac{2\pi(x + 1/2)}{a_1}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi(y + 1/2)}{b_1}\right) \cdot \cos \theta,$$

$$\vec{b}_1 = - \left(\vec{x}_0 \frac{\pi}{b_1} \sin\left(\frac{2\pi(x + 1/2)}{a_1}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi(y + 1/2)}{b_1}\right) - \vec{y}_0 \frac{2\pi}{a_1} \cos\left(\frac{2\pi(x + 1/2)}{a_1}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi(y + 1/2)}{b_1}\right) \right) \cdot \sin \theta,$$

$\theta = \omega_0 t$, $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$, c – скорость света в пустоте, E_{m1} – размерная амплитуда поля в резонаторе 5.

2. Поля колебания E_{110} выходного модулирующего резонатора [4]:

$$\vec{E}_2 = E_{m2} \vec{\varepsilon}_2, \quad \vec{B}_2 = \frac{E_{m2}}{c} \vec{b}_2,$$

$$\vec{\varepsilon}_2 = \vec{z}_0 \sin\left(\frac{\pi(x + 1/2)}{a_2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi(y + 1/2)}{b_2}\right) \cdot \cos(2\theta + \varphi),$$

$$\vec{b}_2 = - \left(\vec{x}_0 \frac{\pi}{b_2} \sin\left(\frac{\pi(x + 1/2)}{a_2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi(y + 1/2)}{b_2}\right) - \vec{y}_0 \frac{\pi}{a_2} \cos\left(\frac{\pi(x + 1/2)}{a_2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi(y + 1/2)}{b_2}\right) \right) \cdot \sin(2\theta + \varphi).$$

3. Уравнения движения электронов [5]:

$$\frac{d(\gamma\vec{\beta})}{dz} = -\frac{A_i}{\beta_z} \left\{ \vec{\varepsilon}_i + [\vec{\beta}, \vec{b}_i] \right\},$$

$$\frac{dx}{dz} = \frac{\beta_x}{\beta_z}, \frac{dy}{dz} = \frac{\beta_y}{\beta_z}, \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{\beta_z}.$$

Здесь $A_i = E_{mi}e/m_0\omega c$, $i = 1$ или 2 (входной или выходной резонаторы), e , m_0 – соответственно заряд по модулю и масса покоя электрона.

В области электростатической линзы $\vec{b}_i = 0$, $\vec{\varepsilon}_i$ заменяется на $\vec{\varepsilon}^0(x, y)$ – безразмерное двумерное поле электростатической линзы. Входное значение $|\vec{\beta}| = \beta_0$ при $z = 0$ определяется

$$\text{по напряжению второго анода } U_0 \text{ как } \beta_0 = \sqrt{1 - \left(1 + \frac{e}{m_0 c^2} U_0\right)^{-2}}.$$

Результаты расчета клинотрона-удвоителя

Расчеты проводились в двумерном приближении для двух типов электростатических линз: 1 – продольно-симметричной, 2 – продольно-несимметричной.

Использовался метод крупных частиц с номерами $i = 1, N$; $N = 64$. Начальные условия для них при $z = 0$: $x_i = 0$, $y_i = 0$, $\vec{\beta}_i = \vec{z}_0\beta_0$, $\theta_i = 2\pi/N$. Электронный КПД определялся по потере энергии

$$\text{электронами следующим образом: } \eta_e(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \eta_i(z), \eta_i(z) = \frac{\gamma(0) - \gamma_i(z)}{\gamma(0) - 1}.$$

Симметричная линза

$\eta_e(z_0) = 0,26$ (z_0 – конец выходного резонатора), $\beta_0 = 0,8$ ($u_0 = 340,667$ кВ), напряжение центрального электрода линзы $u_1 = 0,43u_0$, $\alpha = 45^\circ$, $\varphi = 0,35\pi$. На рис. 2 изображены геометрия (в безразмерных единицах) линзы, силовые линии электрического поля в ней и траектории крупных частиц (16 из 64) в линзе (рис. 2, а). На рис. 2, б приведены индивидуальные зависимости $\eta_i(z)$ и общего $\eta_e(z)$ – жирная линия. Эти зависимости указывают на то, что фазовая группировка в двухкаскадной схеме далека от идеальной (много неправильнофазных электронов, отбирающих энергию в поле выходного резонатора). Как и в схемах с магнитной линзой, фазовая группировка и КПД могут быть существенно улучшены в многокаскадной схеме [2, 3].

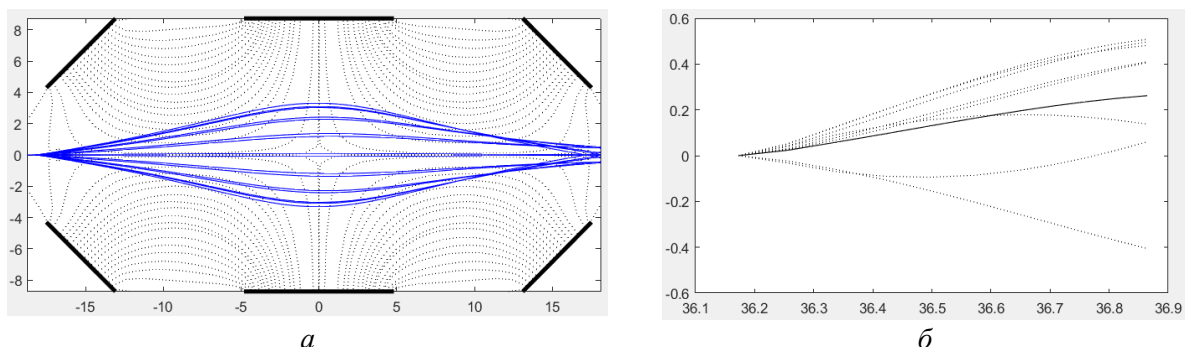


Рис. 2. Характеристики и геометрические параметры клинотрона-удвоителя с симметричной электростатической линзой: а – продольное сечение линзы и траектории электронов; б – зависимости от z индивидуальных η_i и общего η_e (жирная линия)

х

Несимметричная линза

Здесь результаты аналогичны: $\eta_e(z_0) = 0,26$, $\beta_0 = 0,79$ ($u_0 = 322,46$ кВ), напряжение центрального электрода линзы $u_1 = 0,49u_0$, $\alpha = 45,8^\circ$, $\varphi = 0,55\pi$. На рис. 3 приведены аналогично предыдущему варианту иллюстрации: часть а – геометрия линзы, силовые линии ее электрического поля и траектории электронов, часть б – зависимости $\eta_i(z)$ и $\eta_e(z)$ в выходном

а

резонаторе. Следует обратить внимание на то, что фокусировка в несимметричной линзе улучшается (рис. 3, а).

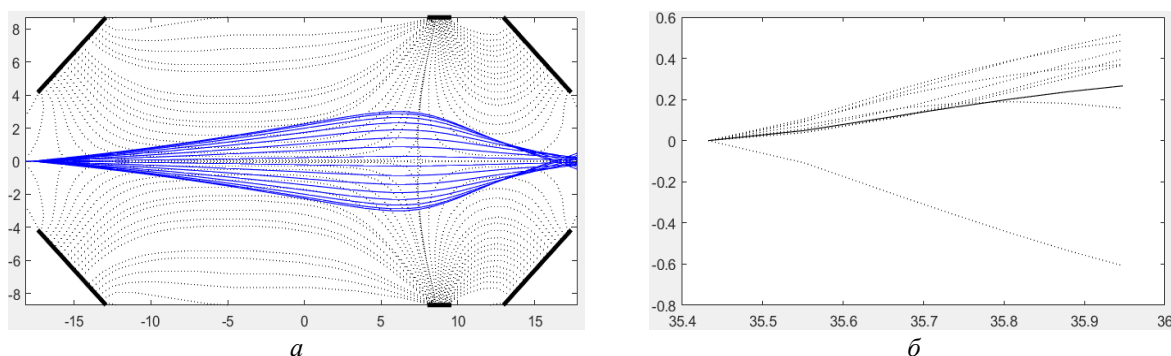


Рис. 3. Характеристики и геометрические параметры клистрона-удвоителя с несимметричной электростатической линзой: а – продольное сечение линзы и траектории электронов; б – зависимости от z индивидуальных η_i и общего η_c (жирная линия)

х

а

Заключение

Проведенные расчеты показали, что эффективность клистрона-удвоителя с электростатической линзой не уступает эффективности такого же двухкаскадного клистрона-удвоителя с магнитной линзой. Однако преимущества рассмотренного здесь прибора очевидны: снижаются массогабаритные показатели, не требуется энергетическое питание линзы, возможно применение сверхпроводящих электродинамических систем, что важно в КВЧ-диапазоне.

Список литературы

1. Кураев А.А., Парамонов Б.М., Синицын А.К. Клистрон с поперечной модуляцией / АС СССР. № 152601.
2. Кураев А.А., Парамонов Б.М., Синицын А.К. Некоторые перспективные схемы СВЧ электронных приборов // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 5. С. 893–897.
3. Кураев А.А., Парамонов Б.М., Синицын А.К. О некоторых модификациях приборов релятивистской СВЧ-электроники // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 2, С. 316–320.
4. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Синицын А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. Минск: Бестпринт, 2016. 357 с.
5. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь, 1986. 208 с.

References

1. Kuraev A.A., Paramonov B.M., Sinicyn A.K. Klustron s poperechnoj moduljaciej / AS SSSR. № 152601. (in Russ.)
2. Kuraev A.A., Paramonov B.M., Sinicyn A.K. Nekotorye perspektivnye shemy SVCh jelektronnyh priborov // Radiotekhnika i jelektronika. 1991. T. 36, № 5. S. 893–897. (in Russ.)
3. Kuraev A.A., Paramonov B.M., Sinicyn A.K. O nekotoryh modifikacijah priborov reljativistskoj SVCh-jelektroniki // Radiotekhnika i jelektronika. 1992. T. 37, № 2, S. 316–320. (in Russ.)
4. Kuraev A.A., Popkova T.L., Sinicyn A.K. Jelektrodinamika i rasprostranenie radiovoln. Minsk: Bestprint, 2016. 357 s. (in Russ.)
5. Kuraev A.A. Moshhnye pribory SVCh. Metody analiza i optimizacii parametrov. M.: Radio i svjaz', 1986. 208 s. (in Russ.)

Сведения об авторах

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

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

Information about the authors

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

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

Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,
г. Минск, ул. П. Бровки, 6,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники
тел. +375-17-293- 89-56;
e-mail: vladimir66@bsuir.by
Матвеенко Владимир Владимирович

Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,
Minsk, P. Brovka st., 6,
Belarusian state university
of informatics and radioelectronics
tel. +375-17-293- 89-56;
e-mail: vladimir66@bsuir.by
Matveyenka Vladimir Vladimirovich