

В результате вычисления при $m=6$ находим

$$\begin{aligned} B_8/B_2^7 &= 4,5508 \cdot 10^{-3}, \\ B_9/B_2^8 &= 1,8534 \cdot 10^{-3}, \\ B_{10}/B_2^9 &= 7,2118 \cdot 10^{-4}, \\ B_{11}/B_2^{10} &= 2,3137 \cdot 10^{-4}, \\ B_{12}/B_2^{11} &= 9,2332 \cdot 10^{-5}. \end{aligned} \quad (5)$$

Как следует из (1), величина найденного по изложенному способу последующего вириального коэффициента по известным предыдущим все больше и больше приближается к вычисленному его значению по мере увеличения порядкового номера коэффициента.

Так, найденная величина B_7/B_2^6 по шести первым коэффициентам отличается от его вычисленного значения $B_7/B_2^6=0,0138$ на 0,7%, а полученный по пяти первым коэффициентам шестой вириальный коэффициент $B_6/B_2^5=0,0357$ ближе к истинному 0,0386, чем его значения 0,0273 и 0,0448, вычисленные соответственно из уравнения для давления и из уравнения для сжимаемости на основе решения уравнения Перкуса—Иевики [3, 5]. Поэтому можно надеяться, что полученные нами высшие вириальные коэффициенты (5) близки к их истинным значениям, которые в настоящее время неизвестны [1].

Автор благодарен проф. И. П. Базарову за постановку задачи и обсуждение результатов ее решения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Мейсон Э., Сперлинг Т. Вириальное уравнение состояния. М., 1972.
[2] Базаров И. П., Николаев П. Н. // ДАН СССР. 1982. 267, № 6. С. 1344.
[3] Базаров И. П., Николаев П. Н. Теория систем многих частиц. М., 1984.
[4] Базаров И. П., Геворкян Э. В., Николаев П. Н. Термодинамика и статистическая физика. М., 1985. [5] Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. М., 1978. Т. 1.

Поступила в редакцию
01.06.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВУХСЕКЦИОННОГО СВЧ-УМНОЖИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТИПА С РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А. Ф. Александров, С. Ю. Галузо, В. И. Канавец, А. М. Кузнецов
(кафедра физической электроники)

На основе численного анализа нелинейных уравнений взаимодействия релятивистского электронного пучка с электромагнитным полем замедляющей системы в одноволновом приближении моделируется работа двухсекционного СВЧ-умножителя частоты черенковского типа с параметрами, близкими к экспериментальным.

Одним из возможных способов обеспечения одночастотного режима работы в СВЧ-устройствах с пространственно-развитыми волноводными системами является их построение по принципу умножителей частоты. В этом случае электронный пучок предварительно модулируется на относительно низкой частоте в первой секции, поперечные размеры которой порядка длины волны, а полезный сигнал выделяется как сигнал высшей гармоники в выходной секции с теми же поперечными размерами, но на существенно более короткой длине волны [1].

Умножители частоты черенковского типа хорошо известны в традиционной СВЧ-электронике, где они были опробованы на относительно слаботочных пучках нерелятивистских электронов [2, 3]. Такие устройства могут сохранять достаточную эффективность при изменении коэффициента умножения по частоте в широких пределах. Вместе с тем экспериментальная реализация двухсекционного СВЧ-умножителя черенковского типа на сильноточном пучке релятивистских электронов с коэффициентом умножения по частоте $m_f=3$ показала относительно малую эффективность устройства на высокой частоте (КПД < 1%) [4]. Для повышения эффективности умножения была поставлена задача теоретического исследования оптимальных режимов СВЧ-умножителя с параметрами электронного потока и геометрией, близкими к использованным в эксперименте [4].

В экспериментальной реализации умножителя частоты [4] в качестве электродинамической системы первой секции был выбран цилиндрический волновод со слабой гофрировкой стенок (рис. 1, а), в котором основным механизмом является черенковское взаимодействие электронного потока с (-1)-й пространственной гармоникой встречной волны на нижней азимутально-симметричной моде E_{01} . Самовозбуждение первой секции приводит к модуляции электронного потока на частоте ω_1 (частоте накачки) и ее гармониках.

Вторая секция умножителя, где должно происходить выделение сигнала на частоте m_f -й высшей гармоники $\omega_2 (\omega_2 = m_f \omega_1)$, и отбор энергии пучка на этой частоте представлял собой секцию ЛБВ. Как показали эксперименты [5], в ЛБВ на сильноточном релятивистском электронном пучке могут быть достигнуты коэффициенты усиления 30—40 дБ при КПД на уровне 10%. При работе в режиме длин-

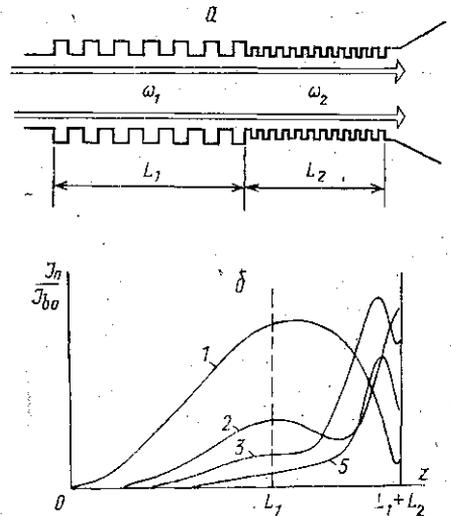


Рис. 1. Схема двухсекционного умножителя частоты черенковского типа (а) и зависимости амплитуд гармоник тока J_n/J_0 от продольной координаты z (б), где 1, ..., 5 — номера гармоник

ных импульсов питания следует обращать особое внимание на подавление самовозбуждения секции за счет введения дополнительных поглотителей или за счет ограничения величины коэффициента усиления при использовании однородных по длине замедляющих систем. В работе [4] использовалась однородная по длине замедляющая система в виде цилиндрического волновода с глубоким гофром. В этой секции электронный поток находится в синхронизме с 0-й пространственной гармоникой попутной волны моды E_{01} на частоте ω_2 . Анализ этой секции при не очень высоких коэффициентах умножения можно проводить в однодволновом приближении.

Для моделирования стационарного режима работы умножителя использовалась самосогласованная система уравнений, описывающая энергообмен между замагниченным тонкостенным трубчатым электронным потоком и электромагнитным полем в обеих секциях устройства ($j=1, 2$ — номер секции):

$$\frac{d\alpha_j}{d\xi} = s_j^2 I_j \int_0^{2\pi} \exp\{-is_j\theta\} \frac{d\theta_0}{2\pi}, \quad (1)$$

$$\frac{d\gamma}{d\xi} = -\gamma_e \operatorname{Re} \left(\alpha_j \exp\{is_j\theta\} - i \sum_{n=1}^{N_g} \sigma_{nj} \exp\{in\theta\} \int_0^{2\pi} \exp\{-in\theta\} \frac{d\theta_0}{2\pi} \right), \quad (2)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = 2\gamma_e^2 \beta_e^2 \left(\frac{\beta_e}{\beta} - 1 \right) + b_j, \quad (3)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\gamma_e = (1 - \beta_e^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов на входе в устройство, $s_1=1$, $s_2=m_f$. В системе (1)–(3) использованы следующие обозначения: $\theta = \omega_1 t - k_j z / s_j$ — фаза электронов, $\xi = z\omega_1 / (2\gamma_e^2 \beta_e^3 c)$ — безразмерная про-

дольная координата, $\alpha_j = 2\gamma_e \beta_e^3 e E_{zj} / (m\omega_1)$ — нормированные комплексные амплитуды z -компонент поля волн в соответствующих сечениях в месте расположения пучка, $I_j = 16\gamma_e^3 \beta_e^6 R_j J_{b0} / Z_0 I_0 \beta_{fj}^2$ — параметры взаимодействия потока с полем соответствующей волны, $Z_0 = 377$ Ом, $I_0 = 17$ кА, R_j — сопротивление связи потока с волнами ($R_1 < 0$, $R_2 > 0$), $\beta_{fj} = v_{fj} / ct = \omega_j / (k_j c)$ — относительные фазовые скорости волн, $b_j = 2\gamma_e^2 \beta_e^2 (1 - \beta_e / \beta_{fj})$ — относительные отстройки фазовых скоростей волн от начальной скорости электронов потока, $\sigma_{nj} = 8n T_{nj} \beta_e J_{b0} / (\gamma_e I_0)$ — параметр пространственного заряда n -й гармоники тока в j -й секции, N_n — число учитываемых в модели гармоник тока. Коэффициент T_{nj} для тонкого трубчатого пучка имеет вид

$$T_{nj} = \frac{\pi J_0 (\kappa_n r_{bj})}{2J_0 (\kappa_n R_{wj})} [J_0 (\kappa_n r_{bj}) N_0 (\kappa_n R_{wj}) - J_0 (\kappa_n R_{wj}) N_0 (\kappa_n r_{bj})], \quad (4)$$

где $\kappa_n \approx i n \omega_1 / c \beta_e \gamma_e$, R_{wj} — средний радиус волновода, r_{bj} — радиус пучка в j -й секции, $J_0(x)$ и $N_0(x)$ — функции Бесселя.

Система (1)–(3) дополняется следующими граничными условиями:

$$\gamma(0) = \gamma_e, \quad \theta(0) \in [0, 2\pi), \quad \alpha_2(z < L_1) = 0. \quad (5)$$

Величина низкочастотного поля на входе в первую секцию $\alpha_1(0)$ и расстройка b_1 подбирались так, чтобы получить нулевое поле на выходе первой секции, $\alpha_1(L_1) = 0$.

Геометрия замедляющих систем (секций 1 и 2) и параметры электронного потока были выбраны близкими к использованным в работе [4]. При численном анализе выходная мощность в первой секции регулировалась за счет изменения ее длины при постоянных параметрах электронного пучка. Длина второй секции L_2 выбиралась исходя из заданного значения коэффициента усиления этой секции в линейном режиме. Выбранные значения длин L_{2i} соответствовали следующим коэффициентам усиления: $L_{21} = 40$ дБ (на рис. 2, а соответствует кривой 1), $L_{22} = 30$ дБ (кривой 2), $L_{23} = 20$ дБ (3), $L_{24} = 15$ дБ (4), $L_{25} = 10$ дБ (5).

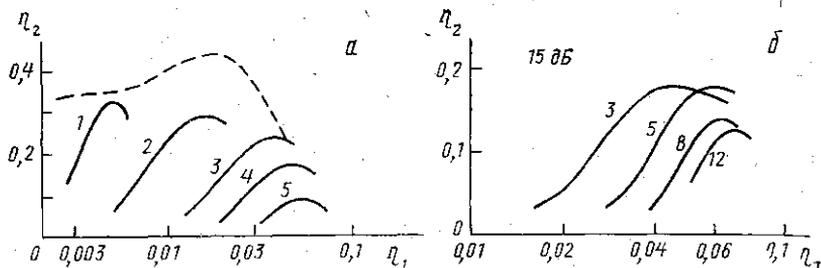


Рис. 2. Зависимости КПД η_2 на высокой частоте ω_2 от КПД в первой секции η_1 для $m_f=3$ при разных длинах второй секции (а) (пояснения в тексте) и при фиксированной длине второй секции, соответствующей коэффициенту усиления в линейном режиме 15 дБ, для разных коэффициентов умножения по частоте $m_f=3, 5, 8, 12$ (цифры рядом с кривыми). Шкала для η_1 дана в логарифмическом масштабе

На рис. 1, б изображены зависимости относительных величин амплитуд гармоник тока J_n/J_{b0} от продольной координаты z для случая, когда КПД первой секции (на частоте ω_1) $\eta_1 \approx 0,025$ и $L_2 = L_{23}$ (20 дБ). В первой секции наблюдается постепенный рост величин токовых гармоник по длине прибора, причем амплитуды гармонических составляющих (для не слишком больших номеров гармоник) убывают с увеличением их номера. Во второй секции выделяется третья гармоника ($m_f=3$) тока, которая также растет.

На рис. 2, а приведены зависимости КПД η_2 на высокой частоте ω_2 от КПД в первой секции η_1 при разных длинах второй секции для $m_f=3$ (сплошные кривые, параметры оптимизированы по расстройке во второй секции). Как и следовало ожидать, максимумы кривых смещаются в сторону больших мощностей накачки (ω_1) при уменьшении коэффициента усиления второй секции. Сравнение результатов этих расчетов с зависимостью максимального КПД по высокой частоте от КПД в первой секции при нулевом пространственном заряде (рис. 2, а, штриховая кривая) показывает, что реальный пространственный заряд в приборе не является оптимальным.

На рис. 2, б приведены зависимости η_2 от КПД в первой секции η_1 для разных коэффициентов умножения по частоте m_f при фиксированном линейном коэффициенте усиления второй секции 15 дБ. Как видно из рисунка, максимально дости-

жимый КПД на высокой частоте падает с ростом номера гармоники, а максимум по мощности первой секции смещается в сторону больших выходных мощностей на низкой частоте. Спад максимально достижимых значений КПД по высокой частоте с увеличением номера выделяемой гармоники и с уменьшением усиления во второй секции (см. рис. 2, а) связан с необходимостью в этих случаях увеличивать выходную мощность первой секции. Таким образом, при росте мощности на частоте накачки спектр гармоник тока обогащается и сигналы на всех частотах, кроме выделяемой ω_2 , проявляются в виде эффективного разброса электронного потока по скоростям. Увеличение этого разброса приводит к уменьшению максимально достижимого высокочастотного КПД.

В экспериментальной реализации умножителя [4] был использован образец второй секции с длиной, соответствующей L_{25} . Существенные отличия расстройки во второй секции от оптимальной не позволили реализовать режим с высоким высокочастотным КПД.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Александров А. Ф., Власов А. Н., Галузо С. Ю. и др.//Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983. 3. С. 96. [2] Канавец В. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1961. № 2. С. 34. [3] Бурнейка К. П., Канавец В. И., Ни Н. П., Сандалов А. Н.//Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1970. № 6. С. 31. [4] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Кузнецов А. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. 34, № 3. С. 79. [5] Абубакиров Э. Б., Ботвинник И. Е., Братман В. Л. и др.//ЖТФ. 1990. 60, № 11. С. 186.

Поступила в редакцию
02.07.93