

В. М. ЛОПУХИН, Б. К. МИЦЕНКО

ДВУХЧАСТОТНЫЙ РЕЗОНАТОР ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ

Теоретически исследован вопрос об отборе шума и передаче мощности сигнала в электронный поток в двухчастотном резонаторе, в котором на электронный пучок действует поле сигнала и накачки одновременно. Получены выражения для проводимостей контура и потока, удовлетворяющих условиям отбора шума и передачи сигнала.

Исследован отбор мощности шума в двухчастотном входном резонаторе электронного параметрического усилителя, в котором кроме поперечного поля на частоте сигнала ω_s на электронный поток одновременно действует поле накачки частоты ω_H . (Такой резонатор для краткости будем называть «двухчастотным».) Получено выражение для проводимости контура на частоте сигнала, обеспечивающей отбор части мощности шума. Проведена оценка общего уменьшения шума при этой проводимости контура. Величину мощности оставшегося в пучке шума быстрой циклотронной волны можно сделать сколь угодно малой, увеличивая мощность накачки. Получены выражения для проводимости, вносимой электронным потоком в контур, и для коэффициента усиления.

Рассмотрение проведено для случая $\omega_s = \omega_c = \frac{\omega_H}{2}$, где ω_s — частота сигнала, ω_c — циклотронная частота, ω_H — частота накачки.

В электроннолучевых параметрических усилителях с поперечным полем (лампах Адлера) обычно используются три резонатора: «входной», в котором происходит отбор шума быстрой циклотронной волны и передача сигнала в пучок, «резонатор накачки», где происходит усиление сигнала, и, наконец, «выходной» для вывода мощности из пучка [1].

Однако можно сконструировать резонатор, в котором поле сигнала и накачки действуют на электронный поток одновременно. Несколько вариантов таких резонаторов рассмотрено в работе [2], где отмечена возможность использования подобных резонаторов как на выходе, так и на входе электроннолучевого параметрического усилителя.

В настоящей работе исследуется вопрос об отборе шума из электронного потока, передаче мощности в пучок и коэффициенте усиления в двухчастотном резонаторе с одновременной накачкой. Предполагается, что шум обусловлен циклотронным вращением электронов пучка.

§ 1. Вывод формулы для проводимости, соответствующей наилучшему отбору шума из пучка

Пусть электронный поток пронизывает входной резонатор. Направим ось z вдоль электронного потока. Во входном резонаторе на электрон действует однородное поле сигнала частоты $\omega_s = \omega_c$ амплитуды A и поле накачки частоты $\omega_H = 2\omega_c$, амплитуды A_H . Направим ось y вдоль напряженности электрического поля. Допустим, что амплитуда поля накачки A_H имеет вид $A_H = ax$, где a — постоянная, а x — координата электрона. Поля, действующие на электрон, запишем в виде

$$E_x = 0, E_y = ax \cos 2\omega_c t + A \cos(\omega_c t + \varphi), E_z = 0, \quad (1)$$

$$B_x = 0, B_y = 0, B_z = B_0, \quad (2)$$

где φ — сдвиг фазы поля сигнала по отношению к половине фазе поля накачки, B_0 — постоянная составляющая магнитного поля, направленная вдоль оси электронного потока.

Решение уравнения движения электрона в поле (1), (2) методом усреднения по времени [3] имеет вид

$$\xi = \left(r_0 \cos \psi + \frac{2A}{a} \cos \varphi \right) e^{-\tau} - \frac{2A}{a} \cos \varphi, \quad (3)$$

$$\zeta = \left(r_0 \cos \psi - \frac{2A}{a} \sin \varphi \right) e^{\tau} + \frac{2A}{a} \sin \varphi, \quad (4)$$

где

$$\xi + j\zeta = (x + jy) e^{-j\theta}, \quad (5)$$

$\theta = \omega_c t$, $\tau = \frac{a\eta}{4\omega_c^2}$, η — отношение заряда электрона к массе, r_0 — радиус орбиты электрона, фаза ψ характеризует положение электрона в момент влета в пространство взаимодействия, так что

$$\xi_0 = x_0 = r_0 \cos \psi, \quad \zeta_0 = y_0 = r_0 \sin \psi.$$

Из (5) видно, что оси ξ и ζ образуют систему координат, вращающуюся с угловой скоростью ω_c , а в момент времени $t=0$ ось ξ совпадает с осью x и ось ζ — с осью y .

Величина $(\xi^2 + \zeta^2)^{\frac{1}{2}}$, где ξ и ζ находятся по формулам (3) и (4), пропорциональна амплитуде быстрой циклотронной волны в поперечном сечении $z = \frac{\tau}{\omega_c e}$, если $z=0$ соответствует точке влета электронов в пространство взаимодействия, v_0 — продольная скорость электронов.

Усреднение по всем τ от $\tau=0$ до $\tau=\tau_{\max}$ дает средние значения

$$\xi_{\text{ср}} = \frac{- \left[r_0 \cos \psi + \frac{2A}{a} \cos \varphi \right] (e^{-\tau_m} - 1) - \frac{2A}{a} \cos \varphi \cdot \tau_m}{\tau_m}, \quad (6)$$

$$\zeta_{\text{ср}} = \frac{\left[r_0 \sin \psi - \frac{2A}{a} \sin \varphi \right] (e^{\tau_m} - 1) + \frac{2A}{a} \sin \varphi \cdot \tau_m}{\tau_m}. \quad (7)$$

Здесь $\tau_m = \theta_m$, θ_m — максимальный пролетный угол, $\theta_m = \omega_c \frac{l}{v_0}$, l — длина пространства взаимодействия.

Потребуем, чтобы на выходе из области взаимодействия выполнялось условие

$$\xi = 0. \quad (8)$$

Из (4) видно, что ξ соответствует возрастающей координате при равенстве нулю поля сигнала ($A = 0$).

Из (8), (7), (4) имеем

$$\xi_{cp} = \frac{-r_0 \sin \psi + \frac{2A}{a} \sin \varphi \cdot \tau_m}{\tau_m}. \quad (9)$$

Значения ξ_{cp} и ζ_{cp} определяют наведенный ток.

$$J_H = \frac{-J_0 \theta_m v_{ycp}}{d \omega_c}, \quad (10)$$

d — расстояние между пластинами входного устройства.

Из (5)

$$y = \xi \sin \theta + \zeta \cos \theta, \quad (11)$$

$$v_{ycp} = \omega_c \xi_{cp} \cos \theta - \omega_c \zeta_{cp} \sin \theta. \quad (12)$$

Выражение (12) можно записать в виде

$$v_{ycp} = \omega_c (\xi_{cp}^2 + \zeta_{cp}^2)^{\frac{1}{2}} \cos(\theta + \varphi), \quad (13)$$

где

$$\cos \varphi = \frac{\xi_{cp}}{\sqrt{\xi_{cp}^2 + \zeta_{cp}^2}}, \quad \sin \varphi = \frac{\zeta_{cp}}{\sqrt{\xi_{cp}^2 + \zeta_{cp}^2}}. \quad (14)$$

Амплитуду электрического поля A в зазоре можно найти, используя формулу

$$A \cos(\omega_c t + \varphi) = \frac{-J_H}{dG}, \quad (15)$$

где G — проводимость зазора на частоте ω_c .

Из (10), (13), (15) получаем

$$A = \frac{J_0 \theta_m \sqrt{\xi_{cp}^2 + \zeta_{cp}^2}}{d^2 G}. \quad (16)$$

Из (9), (14), (16) находим

$$\zeta_{cp} = \frac{-r_0 \sin \psi}{\tau_m \left(1 - \frac{2J_0 \theta_m}{ad^2 G} \right)}. \quad (17)$$

Формулы (8), (4), (17), (14), (16) позволяют получить выражение для проводимости G :

$$G = \frac{2J_0 \theta_m}{ad^2} \left(\frac{e^{-\tau_m} - 1}{\tau_m} + 1 \right). \quad (18)$$

При проводимости G , даваемой формулой (18), найдем значение координаты ξ на выходе из резонатора.

Из (3) имеем

$$\xi_{\text{вых}} = r_0 \cos \psi \cdot e^{-\tau_m} + \frac{2A}{a} \cos \psi (e^{-\tau_m} - 1). \quad (19)$$

Используя (16), (14), (19), (18), получим

$$\xi_{\text{вых}} = r_0 \cos \psi \cdot e^{-\tau_m} + \xi_{\text{ср}} \frac{(e^{-\tau_m} - 1)}{\left(1 + \frac{e^{-\tau_m} - 1}{\tau_m}\right)}. \quad (20)$$

Из (6), (14), (16), (18) имеем

$$\xi_{\text{ср}} = -\frac{1}{2} r_0 \cos \psi \frac{e^{-\tau_m} - 1}{\tau_m} \left(\frac{e^{-\tau_m} - 1}{\tau_m} + 1 \right). \quad (21)$$

Из (20), (21) следует, что

$$\xi_{\text{вых}} = r_0 \cos \psi \left[e^{-\tau_m} - \frac{(e^{-\tau_m} - 1)^2}{2\tau_m} \right]. \quad (22)$$

Выражение в квадратных скобках равно нулю при $\tau_m \cong 1,6$.

Таким образом, при $\tau_m \cong 1,6$ и проводимости G , найденной по формуле (18), шум быстрой циклотронной волны полностью выводится из электронного потока, так как в этом случае $\xi_{\text{вых}} = \xi_{\text{ср}} = 0$.

При значениях $\tau_m \cong 4 \div 5$, координата $\xi_{\text{вых}}$ будет в $8 \div 10$ раз меньше по абсолютной величине, чем значение $\xi_{\text{вх}} = r_0 \cos \psi$.

Так как мощность шума на выходе из пространства взаимодействия пропорциональна $\xi_{\text{вых}}^2 + \xi_{\text{ср}}^2$, то мы получаем уменьшение мощности шума, обусловленного координатой ξ в $64 \div 100$ раз, по сравнению с мощностью шума, соответствующего этой координате на входе в пространство взаимодействия.

§ 2. Вывод формулы для проводимости, вносимой электронным лучом в контур

Проводимость электронного пучка можно найти с помощью формулы

$$G_e = \frac{2P}{u^2}, \quad (23)$$

где P — средняя мощность, отдаваемая из контура в пучок на частоте сигнала, когда амплитудное значение разности потенциалов между пластинами пролетающего промежутка равно u .

Пусть $r_0 = 0$ и $\psi = \frac{\pi}{2}$. В этом случае, как следует из (6), (7), (14), (13) $v_{y\text{ср}}$ находится в фазе с поперечным электрическим полем. Поэтому для мощности P можно записать

$$P = \frac{qv_{y\text{ср}}E_y d}{2d} = \frac{qv_{y\text{ср}}u}{2d}, \quad (24)$$

где q — суммарный заряд электронов, находящихся в зазоре, v_y — амплитуда скорости электронов, E_y — амплитуда поля сигнала $E_y = A$.

Формулы (23), (24) дают

$$G_e = \frac{qv_{y\text{ср}}}{du}. \quad (25)$$

При $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $r_0 = 0$

$$\xi = \xi_{\text{ср}} = 0. \quad (26)$$

Из (4) получаем

$$\xi_{\text{вых}} = -\frac{2A}{a} (e^{\tau_m} - 1). \quad (27)$$

Используя (7), имеем

$$\xi_{\text{ср}} = \frac{-\frac{2A}{a} (e^{\tau_m} - 1) + \frac{2A}{a} \tau_m}{\tau_m}, \quad (28)$$

$$v_y = \xi_{\text{ср}} \omega, \quad (29)$$

$$u = Ad, \quad (30)$$

$$q = -\frac{J_0 \theta_m}{\omega}, \quad (31)$$

где J_0 — ток пучка.

Из (25), (28), (29), (30), (31) находим

$$G_e = \frac{2J_0 \theta_m}{ad^2} \left(\frac{e^{\tau_m} - 1}{\tau_m} - 1 \right). \quad (32)$$

Зная проводимость электронного потока (32), можно вычислить коэффициент усиления.

Коэффициент усиления определим, как отношение мощности циклотронного вращения пучка на выходе из зазора к мощности сигнала, подаваемого в резонатор.

$$P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \xi_{\text{вых}}^2 \omega^2 \frac{J_0}{\eta}, \quad (33)$$

$$P_{\text{вх}} = \frac{1}{2} A^2 d^2 G_e. \quad (34)$$

Учитывая (28) и (32), получаем

$$k = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{(e^{\tau_m} - 1)^2}{2(e^{\tau_m} - 1 - \tau_m)}. \quad (35)$$

Так как $e^{\tau_m} \gg 1$ и $e^{\tau_m} \gg \tau_m$, имеем

$$k \approx \frac{e^{\tau_m}}{2}. \quad (36)$$

§ 3. Анализ формул (18) и (32)

Приняв во внимание, что

$$\theta = \omega_c t, \quad \tau = \varepsilon \theta, \quad \varepsilon = \frac{a\eta}{4\omega_c^2}, \quad t = \frac{l}{\sqrt{2\eta V_0}},$$

где l — длина пролетного промежутка, получаем из (18) и (32)

$$G = \frac{2G_0}{\tau_m} \left(\frac{e^{-\tau_m} - 1}{\tau_m} + 1 \right), \quad (37)$$

$$G_e = \frac{2G_0}{\tau_m} \left(\frac{e^{\tau_m} - 1}{\tau_m} - 1 \right), \quad (38)$$

в которых $G_e = \frac{1}{8} \left(\frac{l}{d} \right)^2 \frac{J_0}{V_0}$, V_0 — потенциал пучка.

Из (37) и (38) следует, в частности, что при $\tau_m \rightarrow 0$, т. е. при отсутствии накачки

$$\lim_{\tau_m \rightarrow 0} G_e = \lim_{\tau_m \rightarrow 0} G = G_0,$$

что и следовало ожидать, так как G_0 — проводимость входного резонатора лампы Адлера, соответствующая наилучшему отбору мощности шума и передаче сигнала в пучок на частоте $\omega_s = \omega_c$.

Из (37) и (38) при $\tau_m > 0$ получаем: $G < G_0$, $G_e < G_0$, что имеет простое физическое объяснение.

Действительно, чтобы отобрать шум из пучка при наличии накачки, которая приводит к нарастанию шума, необходимо повышать амплитуду наведенного электрического поля, т. е. уменьшать G .

Передача мощности сигнала в пучок происходит более эффективно по сравнению со случаем резонатора без накачки, так как радиусы циклотронных орбит в этом случае больше. Отсюда $G_e > G_0$.

§ 4. Вычисление шумовой мощности электронного пучка на выходе из резонатора и коэффициента усиления

Выражения G и G_e имеют различный вид. Это говорит о том, что одновременно передать в электронный поток всю мощность сигнала и отобрать из него полностью мощность шума нельзя.

Если даже мощность сигнала не будет передана полностью в электронный поток и при этом шум усиливается слабее сигнала, то резонатор с одновременной накачкой может улучшить отношение сигнала к шуму по сравнению с обычным квадрупольным резонатором накачки.

Рассмотрим частный случай. Чтобы найти часть мощности сигнала, поступающую из антенны в электронный поток, можно воспользоваться формулой

$$k_1 = \frac{4G_k G_e}{(G_k + G_e)^2}, \quad (39)$$

в которой G_k , G_e — проводимости контура и электронного потока,

Пусть $\tau_m = 4$, тогда из (38) имеем $G_e \approx 6G_0$. Выберем проводимость $G_k = \frac{2}{3} G_0$. Это можно сделать, подбирая связь резонатора с внешней цепью.

Используя (39), получаем

$$k_1 \approx 0,36. \quad (40)$$

Найдем отношение мощности шумов, содержащихся в электронном потоке на входе в резонатор, и мощности шумов в потоке на выходе из резонатора, а также коэффициент усиления для выбранных значений τ_m и G_k .

Из формул (14), (16) имеем

$$\zeta_{\text{ср}} = \frac{A \sin \varphi d^2 G_k}{J_0 \theta}. \quad (41)$$

Из (7) и (41) получаем

$$\frac{A \sin \varphi d^2 G_k}{J_0 \theta} = \frac{r_0 \sin \psi (e^{\tau_m} - 1) - \frac{2A}{a} \sin \varphi (e^{\tau_m} - 1 - \tau_m)}{\tau_m} \quad (42)$$

Из (42) находим

$$A \sin \varphi = \frac{r_0 \sin \psi (e^{\tau_m} - 1)}{\tau_m \left[\frac{d^2 G_k}{J_0 \theta_m} + \frac{2(e^{\tau_m} - 1 - \tau_m)}{a \tau_m} \right]} \quad (43)$$

Учитывая (32) и (38), приходим к равенству

$$\frac{J_0 \theta_m}{a d^2} = \frac{G_0}{\tau_m} \quad (44)$$

Из (43), (44), (4) получаем

$$\xi_{\text{вых}} = r_0 \sin \psi \left\{ e^{\tau_m} - \frac{2(e^{\tau_m} - 1)^2}{\tau_m \left[\frac{G_k \tau_m}{G_0} + \frac{2(e^{\tau_m} - 1 - \tau_m)}{\tau_m} \right]} \right\} \quad (45)$$

Аналогично можно получить выражение для $\xi_{\text{вых}}$:

$$\xi_{\text{вых}} = r_0 \cos \psi \left\{ e^{-\tau_m} - \frac{2(e^{-\tau_m} - 1)^2}{\tau_m \left[\frac{G_k}{G_0} \tau_m + \frac{2(e^{-\tau_m} - 1 + \tau_m)}{\tau_m} \right]} \right\} \quad (46)$$

По формулам (45) и (46) получим $\xi_{\text{вых}} = 2,3 r_0 \sin \psi$, $\xi_{\text{вых}} \approx 0,11 r_0 \cos \psi$.

Отсюда видно, что мощность шума, соответствующая координате ξ , убывает в $\left(\frac{1}{0,11}\right)^2 \approx 100$ раз, по сравнению с той же мощностью на входе в резонатор. Мощность, соответствующая координате ζ , возрастает в $(2,3)^2 \approx 5,3$ раза.

Коэффициент усиления мощности сигнала можно найти, используя формулу (36). Так как формула (36) дает коэффициент усиления для той части мощности, которая поступает из внешней цепи в электронный поток, то общий коэффициент усиления нужно находить по формуле

$$k \approx \frac{e^{\tau_m}}{2} k_1, \quad (47)$$

где k_1 — коэффициент передачи мощности сигнала в поток.

Из (47) и (40) находим $k \approx 9,8$. Учитывая возрастание мощности, соответствующей координате ζ , получаем для данного частного случая с $\tau_m = 4$, $G_k = \frac{2}{3} G_0$, улучшение отношения сигнал/шум по сравнению с обычным квадруполем в $\left(\frac{9,8}{5,3}\right)^2 \approx 1,8$ раза при коэффициенте усиления примерно 10 дб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лопухин В. М., Магалинский В. Б., Мартынов В. П., Рощаль А. С. Шумы и параметрические явления в электронных приборах сверхвысоких частот. М., «Наука», 1966.
2. Modulation expander and coupler for parametric amplifiers. Патент США кл. 315—3 (№ 3059138 заявл. 11.09.59, опубл. 16.10.62).
3. Капица П. Л. Электроника больших мощностей. М., Изд-во АН СССР, 1962.

Поступила в редакцию
5.10 1967 г.

Кафедра
радиотехники