

19

ИЗВЕСТИЯ ВУЗОВ СССР РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

ТОМ XXIII, № 10

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

КИЕВ — 1980

УДК 538.574.6

И. М. БАЛАКЛИЦКИЙ, Г. С. ВОРОБЬЕВ, А. И. ЦВЫК

АНАЛИЗ ПУСКОВЫХ ТОКОВ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований пусковых характеристик новой модификации генератора дифракционного излучения — отражательного ГДИ (ОГДИ), в котором использован принцип многократности пролета электронов над дифракционной решеткой, расположенной в объеме высокодобротного открытого резонатора. В приближении заданного поля получены и проанализированы формулы для мощности взаимодействия и стартового тока генератора. Определены оптимальные значения углов пролета электронов в пространстве взаимодействия и в поле отражателя.

Впервые вопрос о возможности использования принципа многократности пролета электронов над периодической структурой, расположенной в объеме высокодобротного открытого резонатора, и создания на этом принципе отражательного генератора дифракционного излучения (ОГДИ) рассматривался в работе [1]. Особенности ОГДИ являются уменьшенные значения пусковых токов (например, по сравнению с пролетным ГДИ [2]) и эффективное управление частотой генерации путем изменения напряжения на отражателе. Однако исследований в этом плане пока проведено недостаточно. Некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований стартовых характеристик ОГДИ сообщаются в данной работе.

Пусть в начальный момент времени $t=t_1$ в объем резонатора ОГДИ [1] поступает немодулированный ленточный электронный поток. Орты прямоугольной системы координат выбраны таким образом, что ось Oy совпадает с осью электронного пучка; — Ox параллельна образующим решетки («гребенки»), расположенной на одном из зеркал резонатора; — Oz перпендикулярна плоскостям зеркал резонатора; $v_0 = \sqrt{2\eta U_0} = \beta_0 c$; i_0 — постоянные составляющие скорости электронов и тока пучка на входе ($y=0$) в резонатор; l, L — период и длина решетки; c — скорость света. Предполагается, что электромагнитное поле в резонаторе представляет собой суперпозицию стоячих объемных (плоских [2]) и поверхностных (вблизи решетки) волн, а электронный поток взаимодействует с E_y составляющей поля:

$$E_y = \epsilon e^{-\gamma z_0} [\cos(\omega t - \beta y) + \cos(\omega t + \beta y)]. \quad (1)$$

где $\gamma = \sqrt{\beta^2 - k^2} \approx \frac{2\pi}{l}$; $\beta = \frac{\omega}{v_\phi}$; $k = \frac{\omega}{c}$ — волновые числа; z_0 — расстояние от оси пучка до решетки.

После первичного пролета пространства взаимодействия ($0 \leq y \leq L$), электронный поток поступает в тормозящее электростатическое поле отражателя, расположенного за объемом резонатора в плоскости $y=L+D$ и возвращается обратно в резонатор промодулированным как по скорости ($v = v_0 + \tilde{v}$), так и по плотности заряда ($i = k_i i_0 + \tilde{i}$; $i_{отр} = -k_i i_0$ — постоянная составляющая тока отраженного пучка в плоскости $y=L$; $0 \leq k_i \leq 1$; k_i — коэффициент, показывающий, во сколько раз величина $i_{отр}$ меньше значения i_0).

Решая задачу в приближении заданного поля (с учетом двух пролетов электронами пространства взаимодействия), для мощности взаимодействия получим:

$$P = \frac{1}{4} i_0 U_0^2 \xi^2 \varphi_0 e^{-2\gamma z_0} (g_a + jg_r); \quad X_1 = 2k_i M \frac{A}{\Phi_0^2}; \quad X_2 = k_i M^2 \frac{\vartheta_R}{\Phi_0}; \quad (2)$$

$$g_a = (1 + k_i) F_a - X_1 \cos\left(\frac{3}{2} \Phi_0 + \vartheta_R + \psi\right) - X_2 \sin(\Phi_0 + \vartheta_R);$$

$$g_r = (1 + k_i) F_r - X_1 \sin\left(\frac{3}{2} \Phi_0 + \vartheta_R + \psi\right) - X_2 \cos(\Phi_0 + \vartheta_R);$$

где $\vartheta_R = \frac{2\omega v_0}{a}$ — статический угол пролета электронов в поле отражателя

для диодного отражателя ускорение $a = v_0^2 \left(1 - \frac{U_R}{U_0}\right) / 2D$; $U_R \leq 0$ — на-

пряжение отражателя); $\varphi_0 = \omega L / v_0$, $\Phi_0 = \varphi_0 \left(1 - \frac{v_0}{v_\Phi}\right)$ — углы пролета; $A =$

$= \sqrt{b_1^2 + b_2^2}$; $b_1 = 1 - \cos \Phi_0$; $b_2 = \Phi_0 - \sin \Phi_0$; $M = \sin \frac{\Phi_0}{2} / \frac{\Phi_0}{2}$; $\operatorname{tg} \psi =$

$= \frac{b_1}{b_2}$; F_a, F_r — функции взаимодействия [3] (111.11, 111.12).

Если $i_{\text{отр}} = 0$ ($k_i = 0$), то соотношение (2) определяет мощность взаимодействия «прямого» потока с бегущей волной; при $\vartheta_R = 0$ ($D = 0$) формула (2) определяет суммарную мощность взаимодействия двух встречных пучков, поступающих в резонатор, что эквивалентно однократному пролету электронами удвоенного пространства взаимодействия $0 < y \leq 2L$. Когда $\vartheta_R \neq 0$, $k_i \neq 0$, эффективность передачи энергии электронами СВЧ полю существенно зависит от соотношения между углами пролета Φ_0, ϑ_R .

Воспользовавшись (2) и уравнениями баланса мощностей резонансного автогенератора, находим пусковой ток и частоту генерации:

$$i_{\text{п}} = 0,33 \frac{U_0^{3/2}}{Q} \frac{V}{L^3} \frac{z_q}{l} (1 - e^{-4\gamma z_q})^{-1} e^{2\gamma d} G; \quad (3)$$

$$f = f_0 \left(1 + \frac{1}{2Q} \frac{g_r}{g_a}\right), \quad (4)$$

где $G = -(1/g_a)$; ток $i_{\text{п}}$ вычисляется в миллиамперах, напряжение U_0 — в вольтах; f_0 — частота собственных колебаний резонатора; z_q — полутолщина электронного потока; V — объем резонатора с нагруженной добротностью Q ; d — расстояние от нижней границы пучка до решетки.

На рис. 1 приведены теоретические зависимости активной составляющей мощности взаимодействия (в области $\Phi_0 \approx \pi \div -2\pi$, где $g_a \leq 0$) и пусковых токов (функции G) от угла пролета Φ_0 , которые рассчитывались при $k_i = 0,3$ (т. е., когда 30 % электронного потока возвращается полем отражателя в резонатор) и различных значениях параметров $\vartheta_R = 0, 2\pi; \pi; 2\pi$ (графики — 1, 2, 3 соответственно; $\varphi_0 = 100\pi$; пунктирные линии соответствуют пролетному ГДИ ($k_i = 0$)). Из этих характеристик следует, что подбором угла пролета ϑ_R можно значительно увеличить эффективность отбора энергии от электронного пучка, а следовательно, уменьшить пусковой ток генератора. Однако в отличие от

пролетного ГДИ изменение параметра ϑ_R приводит к качественному изменению зависимостей P , G , f от угла пролета Φ_0 : графики сдвигаются в сторону положительных значений Φ_0 ; наблюдаются случаи уширения зон генерации или возбуждения двух дискретных зон, в частности, при положительных и отрицательных значениях Φ_0 (графики — 2). Следует также указать на то, что при наличии отраженного потока генератор может возбуждаться и в режиме «чистого синхронизма» ($\Phi_0 =$

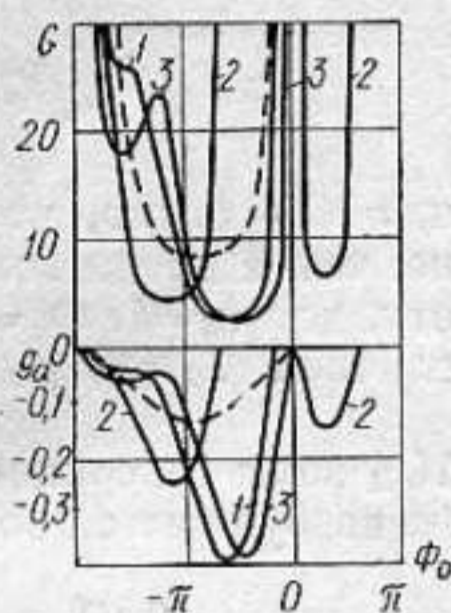


Рис. 1.

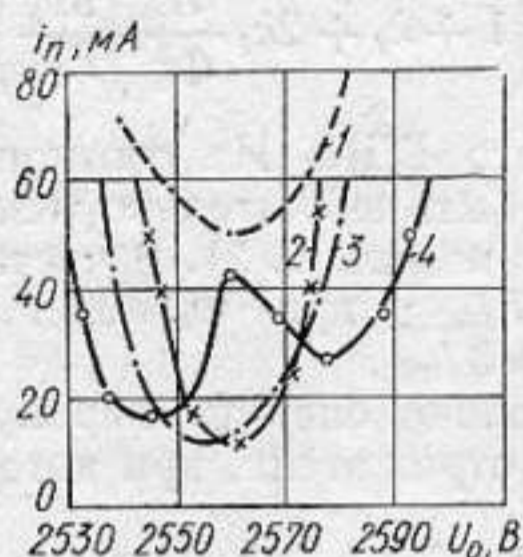


Рис. 2.

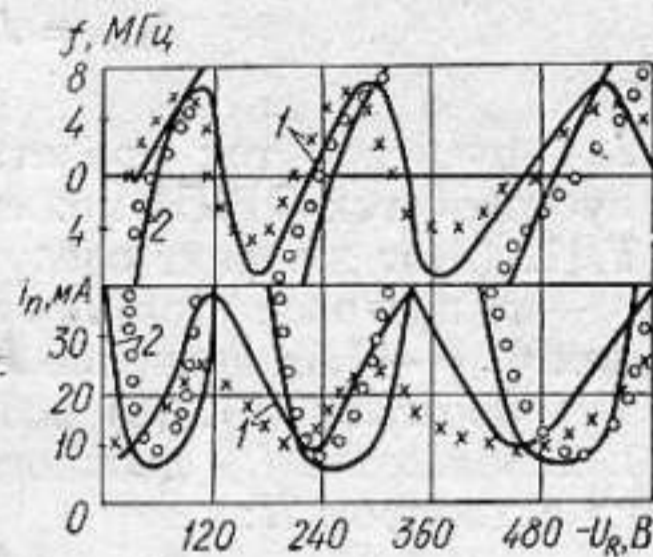


Рис. 3.

$=0$, где $g_a \neq 0$), что связано с наличием дополнительного сдвига фаз между конвекционным током отраженного пучка и СВЧ полем резонатора.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости пускового тока ОГДИ от ускоряющего напряжения U_0 , которые снимались в миллиметровом диапазоне длин волн ($f_0 = 75$ ГГц) при различных значениях напряжения на отражателе (графики 1; 2; 3; 4 соответствуют $U_R = 0$; -130 В; -280 В; -380 В). Сравнивая эти графики с пусковыми токами на рис. 1, видим качественное согласование теории с экспериментом.

Практический интерес представляют зависимости i_n , f от угла пролета ϑ_R при постоянном значении Φ_0 (или от напряжения U_R при постоянном ускоряющем напряжении U_0 , что соответствует случаю «безмощностной» перестройки частоты генерации). В процессе исследования этих характеристик установлено, что если активная составляющая мощности, отдаваемой СВЧ полю электронным потоком при первичном пролете, превышает P_a отраженного пучка, то зависимости пускового тока, частоты и мощности генерации от параметра ϑ_R имеют осциллирующий характер. В противоположном случае с изменением угла пролета ϑ_R генератор возбуждается в дискретных зонах (подобно отражательному клистрону). Связь между углами пролета Φ_0 , ϑ_R , при которых возникают разрывы между зонами, определяется из трансцендентного уравнения $g_a(\Phi_0, \vartheta_R) = 0$. Для $\vartheta_R \ll \Phi_0$ разрывы между зонами генерации наблюдаются при углах пролета

$$\bar{\vartheta}_R = \bar{\vartheta}_R \pm \arccos(-k_F); \quad k_F = \frac{1 + k_i}{2k_i} \frac{|F_a|}{|M_i|} \frac{\Phi_0^2}{A};$$

$$1 \geq k_i \geq \left[\frac{2A}{\Phi_0^2} \frac{|M_i|}{|F_a|} - 1 \right]^{-1}, \quad (5)$$

где величина

$$\tilde{\vartheta}_R = 2\pi N - \frac{3}{2} \Phi_0 - \psi \quad (6)$$

определяет статический угол пролета электронов в поле отражателя, при котором пусковой ток генератора имеет минимальное значение; $N=0; 1; 2; \dots$; N_0 — номера возбуждаемых зон.

Воспользовавшись (6), формулу (3) перепишем в виде

$$i_{\min} = J_0 \left(1 + k_i + 2k_i \frac{A}{\Phi_0^2} \frac{|M|}{|F_a|} \right)^{-1} \quad (7)$$

J_0 — пусковой ток пролетного ГДИ. Из соотношения (7) видно, что пусковой ток ОГДИ может быть значительно меньше, чем в пролетном ГДИ (этот же факт следует из рис. 1, 2). В частности, для $k_i=1$, $\Phi_0 = -\pi$ пусковой ток $J_0 \approx 5,7 i_{\min}$; при $\Phi_0 = 0,5\pi$ величина $J_0 \approx 10 i_{\min}$; для $\Phi_0 = -1,5\pi$ значение $J_0 \approx 3 i_{\min}$.

Формулы (5), (6) позволяют оценить ширину ΔU_R зоны генерации и напряжение U_R диодного отражателя, при котором возбуждается зона с номером N :

$$\Delta U_R = U_0 \vartheta_0 \Delta \vartheta_R / \left[\tilde{\vartheta}_R^2 - \left(\frac{\Delta \vartheta_R}{2} \right)^2 \right]; \quad U_R = U_0 \left(1 - \frac{\vartheta_0}{\tilde{\vartheta}_R} \right); \quad \vartheta_0 = \frac{8\pi D}{\beta_0 \lambda},$$

$$\Delta \vartheta_R = 2 [\pi - \arccos k_F]. \quad (8)$$

Из соотношений (8) следует, что с увеличением N ширина зоны генерации уменьшается; зона $N=0$ возбуждается при самом высоком (отрицательном) напряжении U_R , а номер самой высокой зоны генерации

$$N_0 = \frac{1}{2\pi} \left(\vartheta_0 + \frac{3}{2} \Phi_0 + \psi \right), \quad (9)$$

где под N_0 подразумевается целая часть числа или ближайшее дробное число к этой части.

Рис. 3 иллюстрирует теоретические (сплошные линии) и экспериментальные зависимости пускового тока и частоты генерации ОГДИ от напряжения U_R . Расчет проводился по формулам (3), (4) при $\vartheta_R = (24 \div 28)\pi$, $z_q = 0,1$; $V = 0,8 L^3$; $k_i = 0,3$; $\Phi_0 = 100\pi$, $f_0 = 75$ ГГц, что примерно соответствовало экспериментальным данным (графики, обозначенные крестиками, снимались при $U_0 = 2550$ В ($\Phi_0 \approx \pi$), ноликами — при $U_0 = 2538$ В ($\Phi_0 \approx -0,5\pi$)). В данном случае графики 2 показывают зонное возбуждение ОГДИ ($N=11; 12; 13$). С увеличением отраженного тока амплитуда осцилляций в графиках 1 нарастает и для $k_i \geq 0,4$ осциллирующий характер изменения i_n , f от U_R переходит в случай возбуждения зон генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А. И., Шестопалов В. П. Генератор дифракционного излучения с отражателем электронного потока. — ДАН УССР, Киев, 1976, Серия А, № 9, с. 822—824.
2. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. Харьков, «Вища школа», 1976.
3. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., «Советское радио», 1970.

Поступила в редакцию
29 I 1980 г.