

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 4 — 1962

Ю. М. Т Р И Ф О Н О В

ПРИБЛИЖЕННАЯ ТЕОРИЯ УСТАНОВИВШЕГОСЯ РЕЖИМА МНОГОРЕЗОНАТОРНОГО МАГНЕТРОНА

Получены выражения для полного высокочастотного и постоянного токов, текущих на анод как функции превышения постоянного анодного напряжения над пороговым, высокочастотного напряжения, индукции однородного в пространстве взаимодействия магнитного поля и геометрических размеров магнетрона.

Полученные выражения находятся в качественном соответствии с экспериментом.

Введение

С. И. Бычковым [1] впервые в теории многорезонаторного магнетрона получена формула для активной составляющей наведенного тока, подтверждаемая экспериментом. Однако она содержит эмпирическую величину — постоянный ток, текущий через магнетрон, что значительно сужает область ее применения.

При вычислении полного тока (полный ток, текущий на анод, имеет тот же физический смысл, что и наведенный) как функции заданных электрических параметров и геометрических размеров магнетрона воспользуемся введенным Бычковым представлением о средней радиальной скорости электрона в спице. При этом в отличие от автора (Бычков исходит из предположения об одинаковой роли в формировании электронного облака пространственных гармоник, находящейся в синхронизме с электронным потоком и распространяющейся в противоположном ему направлении) мы будем предполагать, что основная роль в формировании электронного облака принадлежит пространственной гармонике, находящейся в синхронизме с электронным потоком.

В основу анализа взаимодействия электронного потока с полем высокой частоты положим следующие упрощающие предположения:

I. Задача двумерна.

II. Потенциал анода может быть представлен в форме

$$\Phi_a = \Phi_{0a} + \Phi_{1a} \cos(\omega_c t - n\varphi),$$

где Φ_{0a} — постоянный потенциал анода, Φ_{1a} — амплитуда волны потенциала, ω_c — угловая скорость вращения пространственной гармоник, n — индекс колебаний.

III. В области от катода до синхронного слоя радиуса $r_c =$

$= r_k \sqrt{\frac{\omega_{ц}}{\omega_{ц} - 2\omega_c}}$ распределение потенциала бриллюеновское (r_c — радиус катода, $\omega_{ц}$ — циклотронная частота).

IV. В области от r_c до r_1 (r_1 — радиус электронного облака в состоянии Бриллюена, соответствующий пороговому потенциалу) электронный поток слабо модулирован по плотности и распределение постоянной составляющей потенциала в нем близко к бриллюеновскому.

V. В области от r_1 до r_a (r_a — радиус анода) пространственный заряд имеет спицеобразную геометрию, угловая ширина спиц не зависит от радиуса, и линия, проходящая через середину спицы, является прямой (см. рис. 1).

Учитывая упрощающие предположения I и II, пренебрегая релятивистскими эффектами и взаимодействием электронов с в. ч. магнитным полем, уравнения поля и движения в подвижной системе координат запишем в виде [2]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \psi^2} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r \dot{r} \rho) + \frac{\partial}{\partial \psi} (r \dot{\psi} \rho) = 0, \quad (2)$$

$$\ddot{r} = r \dot{\psi}^2 + \frac{e}{m} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} - \omega_c B r + \frac{m}{e} \omega_c^2 r - r B_1 \dot{\psi} \right), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} (r^2 \dot{\psi}) = \frac{e}{m} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \psi} + r B_1 \dot{r} \right), \quad (4)$$

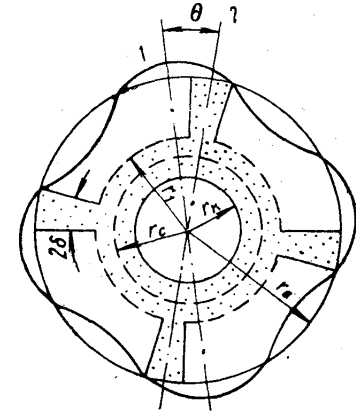


Рис. 1. Распределение пространственного заряда в подвижной системе: 1 — волна потенциала; 2 — линия, проходящая через середину спицы; θ — угол рассогласования спицы и волны потенциала; 2δ — ширина спицы

где Φ — потенциал электрического поля в подвижной системе, B — напряженность магнитного поля, $B_1 = B \left(1 - \frac{2\omega_c}{\omega_{ц}} \right)$.

Для области, в которой принята спицеобразная структура пространственного заряда, выписанные уравнения могут быть значительно упрощены путем перехода от скорости движения индивидуального электрона к усредненной скорости электрона в спице.

Усреднение скоростей электрона проведем по ширине спицы. Так как форма спицы не меняется в процессе движения, то усредненная по ширине спицы азимутальная скорость движения должна равняться нулю. Учитывая это уравнение, (2), (3) и (4) приведем к виду

$$\frac{\partial}{\partial r} (\bar{r} \bar{\rho} r) = 0, \quad (5)$$

$$\bar{r} = \frac{1}{r B_1 2\delta} \int_{\theta-\delta}^{\theta+\delta} \frac{\partial \Phi}{\partial \psi} d\psi, \quad (6)$$

$$\bar{r} \frac{\partial \bar{r}}{\partial r} = \frac{e}{m} \left(\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial r} + \frac{m}{e} \omega_c^2 r - \omega_c B r \right). \quad (7)$$

Здесь черточка над буквой означает усреднение по ширине спицы. Допуская определенную неточность, в уравнении (1) ρ заменим на $\bar{\rho}$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \psi^2} = \frac{\bar{\rho}}{\epsilon_0}. \quad (8)$$

Естественно, что предложенное упрощение уравнений справедливо в тех случаях, в которых разумно предположение о спицеобразной геометрии электронного облака, т. е. при $\frac{\omega_c}{\omega_{ц}} \ll 1$.

Распределение потенциала в подвижной системе координат

Решение (8) будем искать в форме [2]

$$\Phi(r, \psi) = \Phi_0(r) + \Phi_1(r) \cos n\psi + \Phi_{-1}(r) \sin n\psi. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (6), после интегрирования получим

$$\frac{\dot{r}}{r} = \frac{n}{rB_1} \frac{\sin n\delta}{n\delta} (\Phi_1 \sin n\theta - \Phi_{-1} \cos n\theta). \quad (10)$$

Из (5) получим

$$\overline{\rho r r} = \text{const}. \quad (11)$$

Умножая (11) на высоту анодного блока h , ширину спицы 2δ и число спиц n , получим выражение для тока I_0 , текущего через магнетрон, из которого будем иметь

$$\overline{\rho} = \frac{I_0 B_1}{2nh (\Phi_1 \sin n\theta - \Phi_{-1} \cos n\theta) \sin n\delta}. \quad (12)$$

Разлагая $\overline{\rho}$ в ряд Фурье, ограничиваясь первыми двумя членами, подставляя результат разложения и выражение (9) в (7), пренебрегая величинами порядка $\left(\frac{rk}{r}\right)^{2n}$, что возможно при больших n и, переходя к

безразмерной координате $s = \frac{r}{r_a}$, получим уравнения для коэффициентов разложения потенциала:

$$\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \left(s \frac{\partial \Phi_0}{\partial s} \right) = A_0 s^{-n}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \left(s \frac{\partial \Phi_1}{\partial s} \right) - \frac{n^2 \Phi_1}{s^2} = A_1 s^{-n}, \quad (14)$$

$$\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \left(s \frac{\partial \Phi_{-1}}{\partial s} \right) - \frac{n^2 \Phi_{-1}}{s^2} = A_{-1} s^{-n}, \quad (15)$$

где

$$A_0 = \frac{n\delta}{\sin n\delta} \frac{I_0 B_1 r_a^2}{2n\pi\epsilon_0 h \Phi_{1a} \sin n\theta},$$

$$A_1 = \frac{I_0 B_1 r_a^2}{n\pi\epsilon_0 h \Phi_{1a}} \text{ctg } n\theta, \quad A_{-1} = \frac{I_0 B_1 r_a^2}{n\pi\epsilon_0 h \Phi_{1a}}.$$

В соответствии со вторым упрощающим предположением при $s = 1$

$$\Phi_1 = \Phi_{1a} \quad \text{и} \quad \Phi_{-1} = 0.$$

На границе втулки $r = r_c$ часть потенциала Φ , обусловленная неоднородностью пространственного заряда, равна 0. Предполагая, что пространственный заряд оказывает слабое влияние на распределение в. ч. поля, второе граничное условие запишем в виде

$$\text{при } s_c = \frac{r_c}{r_a}$$

$$\Phi_1 = \Psi \quad \text{и} \quad \Phi_{-1} = 0,$$

где Ψ — амплитуда поля пространственной гармоники в отсутствие объемного заряда.

Решая (14) и (15) с установленными выше граничными условиями, пренебрегая величинами порядка s_c^{2n} , получим выражения

$$\Phi_1 = \left[\Phi_{1a} + \frac{A_1}{4(n-1)} (1 - s_c^2) \right] s^n + \frac{A_1 s_c^2}{4(n-1)} s^{-n} - \frac{A_1}{4(n-1)} s^{-n+2}, \quad (16)$$

$$\Phi_{-1} = \frac{A_{-1}(1 - s_c^2)}{4(n-1)} s^n + \frac{A_{-1} s_c^2}{4(n-1)} s^{-n} - \frac{A_{-1}}{4(n-1)} s^{-n+2}. \quad (17)$$

В дальнейшем все вычисления будут производиться для колебаний вида $-\pi$, для которого $n = \frac{N}{2}$ и $\Phi_{1a} = \frac{V}{\pi} \sin \frac{N}{2} \beta / \frac{N}{2} \beta$, где N — число резонаторов, β — половина угловой ширины щели, V — амплитуда напряжения в щели.

Вычисление постоянного тока

Для вычисления I_0 необходимо раскрыть связь между этой величиной и постоянным анодным потенциалом Φ_{0a} . С этой целью проинтегрируем уравнение (13). На основании четвертого упрощающего предположения граничные условия запишем в виде

$$\text{при } s = s_1 = \frac{r_1}{r_a}$$

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial s} = \frac{1}{4} \frac{m}{e} r_a r_1 \left(1 - \frac{r_k^4}{r_1^4} \right) \omega^2_{\text{ц}} \text{ и } \Phi_0 = \Phi_{01}, \quad (18)$$

где Φ_{01} — потенциал на границе электронного облака. После интегрирования (13) с граничными условиями (18) получим

$$\Phi_{0a} = \Phi_{0\text{пор}} + \Delta \Phi_{0a}, \quad (19)$$

где

$$\Delta \Phi_{0a} = \frac{\frac{N}{2} \delta}{\sin \frac{N}{2} \delta} \frac{2I_0 B_1 r_a^2}{N(N-4) \epsilon_0 h V \sin \frac{N}{2} \theta} \frac{\frac{N}{2} \beta}{\sin \frac{N}{2} \beta} \times \\ \times \left(s_1^{-\frac{N}{2}+2} \ln s_1^{-1} + \frac{2}{N-4} - \frac{2}{N-4} s_1^{-\frac{N}{2}+2} \right),$$

$\Phi_{0\text{пор}}$ — пороговый потенциал.

В рамках предлагаемой теории нельзя оценить величину параметра группировки $\sin \frac{N}{2} \delta / \frac{N}{2} \delta$. Из физических соображений следует, что

$$0,64 \leq \frac{\sin \frac{N}{2} \delta}{\frac{N}{2} \delta} \leq 1. \text{ В качестве первого приближения параметр группировки}$$

положим равным среднему из возможных значений, т. е. $\frac{\sin \frac{N}{2} \delta}{\frac{N}{2} \delta} = 0,8$.

Тогда из (19) получим

$$I_0 = \frac{N(N-4)}{2,5} \frac{\varepsilon_0 h \Delta \Phi_{0a}}{B_1 r_a^2 \left(s_1^{-\frac{N}{2}+2} \ln s_1^{-1} + \frac{2}{N-4} - \frac{2}{N-4} s_1^{-\frac{N}{2}+2} \right)} \frac{\sin \frac{N}{2} \beta}{\frac{N}{2} \beta} \times V \sin \frac{N}{2} \theta. \quad (20)$$

Вычисление угла рассогласования

Для вычисления θ воспользуемся (3). Ради упрощения, припишем прямой, проходящей через середину спицы значение угла рассогласования, принимаемое им на аноде. Тогда уравнение для определения θ запишется

$$0 = -m \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial r} \bar{r} + e \left(\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial r} + \frac{m}{e} \omega_c^2 r - \omega_c B r \right) \Big|_{r=r_a}. \quad (21)$$

Для середины спицы можно принять $\frac{\sin \frac{N}{2} \delta}{\frac{N}{2} \delta} = 1$.

Проведя преобразования (21) при помощи (10), (13), (16) и (17), получим следующее уравнение:

$$a \cos \frac{N}{2} \theta \sin \frac{N}{2} \theta + b \sin \frac{N}{2} \theta + d \sin^3 \frac{N}{2} \theta - c = 0, \quad (22)$$

где

$$a = \frac{N}{2\pi} \frac{V}{ra} \frac{\sin \frac{N}{2} \beta}{\frac{N}{2} \beta},$$

$$b = B \omega_c r_a - \frac{m}{e} \omega_c^2 r_a - \frac{1}{4} \frac{m}{e} \omega_u^2 \frac{r_1^2}{ra} \left(1 - \frac{r_k^4}{r_1^4} \right),$$

$$c = \frac{B_1 r_a}{\varepsilon_0 h} \cdot \frac{\frac{N}{2} \beta}{\sin \frac{N}{2} \beta} \left[\frac{1}{N-2} \left(1 - s_c^2 - \frac{2}{N} \right) + \frac{2,5}{N(N-4)} \left(s_1^{-\frac{N}{2}+2} - 1 \right) \right] \frac{I_0}{V}$$

$$d = \frac{N^2(N-2)}{8\pi^2 r_a^3 B_1} \left(\frac{\sin \frac{N}{2} \beta}{\frac{N}{2} \beta} \right)^2 V^2.$$

Уравнение (22) может быть решено численным способом.

Исключая I_0 из последнего члена (22) с помощью (20), можно получить алгебраическое уравнение, разрешимое относительно θ , однако, поскольку в дальнейшем оно не понадобится, мы его выписывать не будем.

Вычисление полного тока

Колебательную систему магнетрона, работающего на π -виде, возбуждает полный радиальный ток, поступающий в эквивалентный колебательный контур через одну половину сегментов и вытекающий из него через другую [4]. Плотность полного радиального тока с учетом знака электрона представится выражением

$$j = j_k + \varepsilon_0 \frac{\partial E_+}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial E_-}{\partial t}, \quad (23)$$

где $j_k = -\rho \dot{r}$, E_+ и E_- — взятые с отрицательным знаком напряженности поля пространственных гармоник, двигающихся синхронно с электронным потоком и в противоположном ему направлении. Полный радиальный ток, собираемый $\frac{N}{2}$ сегментами, представляется выражением

$$i = \frac{Nhr_a}{2} \int_{\beta}^{\beta+l} j d\varphi,$$

где l — угловая ширина сегмента.

Учитывая, что пространственный заряд не влияет на распределение поля E_- , вычисляя E_+ при помощи (16) и (17), ограничиваясь первой гармоникой плотности конвекционного тока j_k , после необходимых преобразований получим

$$i = -i_{ак} \sin \omega t + i_{реак} \cos \omega t + i'_{реак} \cos \omega t, \quad (24)$$

где

$$i_{ак} = \frac{4\pi f_0 I_0 B_1 r_a^2 \sin \frac{N}{4} l}{(N-2)V} \cdot \frac{\frac{N}{2} \beta}{\sin \frac{N}{2} \beta} \left(1 - s_c^2 - \frac{2}{N}\right) - \frac{1,6}{\pi} I_0 \sin \frac{N}{4} l \cos \frac{N}{2} \theta, \quad (25)$$

$$i_{реак} = \frac{4\pi f_0 I_0 B_1 r_a^2 \sin \frac{N}{4} l}{(N-2)V} \cdot \frac{\frac{N}{2} \beta}{\sin \frac{N}{2} \beta} \left(1 - s_c^2 - \frac{2}{N}\right) + \frac{1,6}{\pi} I_0 \sin \frac{N}{4} l \sin \frac{N}{2} \theta, \quad (26)$$

$$i'_{реак} = 4\varepsilon_0 N f_0 h \frac{\sin \frac{N}{2} \beta}{\frac{N}{2} \beta} \sin \frac{N}{4} l V.$$

Здесь f_0 — резонансная частота колебательной системы магнетрона; $i'_{реак}$ является током холодной емкости и характеризует связь одиночных резонаторов с пространством взаимодействия. Полный ток, обусловленный взаимодействием электронного потока с полем в. ч., представляется выражением (24) без последнего члена и имеет то же физическое содержание, что и наведенный ток.

Для полного решения задачи из (25) и (26) следует исключить I_0 при помощи (20). Поскольку выражения, получающиеся в результате этой операции, достаточно громоздки, мы их выписывать не будем.

Сравнение с экспериментом

Большая часть экспериментальных данных, опубликованных в литературе, привязана к постоянному току, текущему через магнетрон. В связи с этим экспериментальной проверке подвергнем соотношения, зависящие от постоянного тока (19), (22), (25), (26).

Активная составляющая полного тока

Экспериментальные значения $i_{ак}$ вычислялись по формуле

$$i_{ак} = \sqrt{\frac{2PY}{Q_n \eta_k}},$$

где Q_n — нагруженная добротность, p — мощность, рассеиваемая в нагрузке, y — характеристическая проводимость контура, η_k — к. п. д. контура.

Расчеты показывают, что вплоть до очень больших величин I_0 второй член выражения (25) значительно меньше первого, поэтому при сравнении с экспериментом им будем пренебрегать.

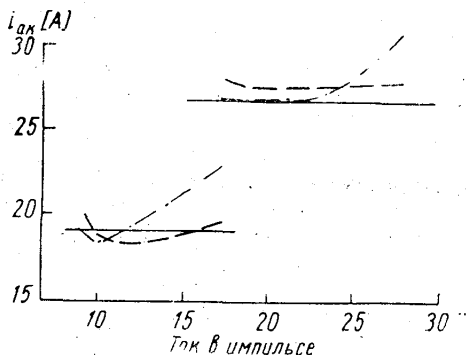


Рис. 2. Зависимость $i_{ак}$ от I_0 : — экспериментальная; — вычисленная по формуле (25); — вычисленная по формуле С. И. Бычкова

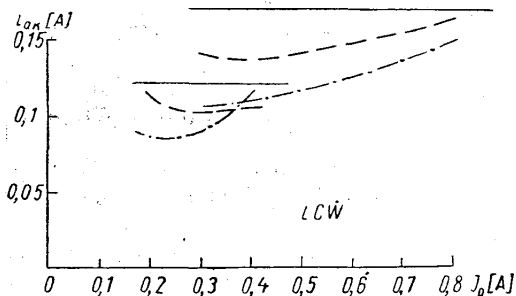


Рис. 3. Зависимость $i_{ак}$ от I_0 — экспериментальная — вычисленная по формуле (25); — вычислена по формуле С. И. Бычкова

На рис. 2 и 3 приведены экспериментальные и теоретические зависимости активной составляющей полного тока от I_0 при $P = \text{const}$ для некоторых типов магнетронов, данные которых приведены в работе [3]. Здесь же нанесены кривые для активной составляющей наведенного тока, вычисленные по формуле, предложенной С. И. Бычковым [1].

Из рис. 2 и 3 можно видеть, что в количественном отношении формула С. И. Бычкова и (25) различаются незначительно, однако вид кривых, построенных по (25), в большей степени соответствует ходу экспериментальных кривых. Аналогичные кривые были построены для магнетронов 2J42, 4J50. Они находятся в таком же соответствии с экспериментом, что и кривые рис. 2 и 3.

Электронное смещение частоты

Электронное смещение частоты будем вычислять по известной формуле [5]

$$\Delta f = - \frac{f_0}{2Q_n} \frac{i_{реак}}{i_{ак}}, \quad (27)$$

где $i_{ак}$ и $i_{реак}$ — активная и реактивная составляющие наведенного тока.

Подставляя (25) и (26) в (27), получим

$$\Delta f = -\frac{f_0}{2Q_H} \left[\operatorname{ctg} \frac{N}{2} \theta + \frac{0,4}{\pi^2} \frac{N-2}{f_0 B_1 r_a^2 \left(1 - s_c^2 - \frac{2}{N}\right)} \frac{\sin \frac{N}{2} \beta}{\frac{N}{2} \beta} V \sin \frac{N}{2} \theta \right]. \quad (28)$$

При помощи (20) и (22) для некоторых типов магнетронов строились кривые электронного смещения частоты и вычислялись коэффициенты электронного смещения.

В табл. 1 приведено сопоставление экспериментальных и расчетных данных для коэффициентов электронного смещения частоты α .

Как видно из табл. 1 расчетные данные удовлетворительно соответствуют экспериментальным.

Таблица 1

Тип	(Гаусс)	Экспериментальные данные	Теоретические данные
LCW	500	$\alpha (I_0 = 0,5A) = 3 \text{ мг/А}$	$\alpha (I_0 = 0,55A) = 3 \text{ мг/А}$
4J50	7040	$\alpha (I_0 > 15A) < 0,2 \text{ мг/А}$	$\alpha (I_0 > 15A) < 0,21 \text{ мг/А}$
2J42	5670	$\alpha (I_0 > 4A) < 1 \text{ мг/А}$	$\alpha (I_0 > 4A) < 0,7 \text{ мг/А}$

Вольт-амперные характеристики

Расчет вольт-амперных характеристик проведем при помощи (19). Для вычисления $\Phi_{\text{опор}}$ воспользуемся известной формулой [5]

$$\Phi_{\text{опор}} = \frac{1}{2} B \omega_c (r_a^2 - r_k^2) - \frac{1}{2} \frac{m}{e} \omega_c^2 r_a^2. \quad (29)$$

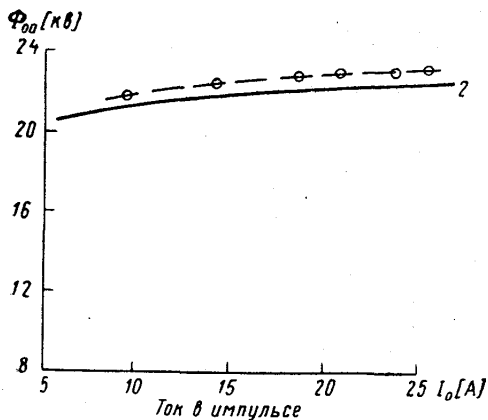


Рис. 4. Рабочие характеристики магнетрона 2J32: 1—теоретическая; 2—экспериментальная

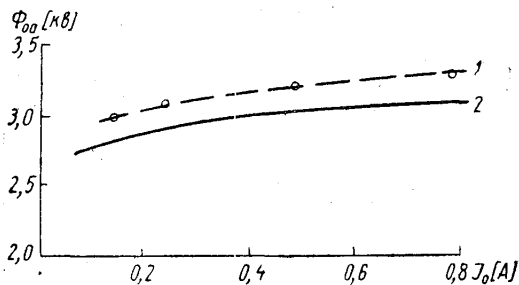


Рис. 5. Рабочие характеристики магнетрона LCW: 1—теоретическая; 2—экспериментальная

Ниже приводятся графики кривых анодного напряжения для некоторых типов магнетронов (см. рис. 4 и 5).

Из рис. 4 и 5 можно видеть, что наклон теоретических кривых анодного напряжения близок к экспериментальному, но лежат они выше экспериментальных. Последнее обусловлено неточностью формулы (29).

Выражение (19) примечательно тем, что оно правильно передает зависимость вольтамперных характеристик от нагрузки. Действительно, (19) можно представить в виде соотношения $\Delta\Phi_{0a} = \sqrt{\frac{I_0}{Q_n} D}$ (D — функция электрических и конструктивных параметров), из которого можно видеть, что вольт-амперные характеристики смещаются вниз при уменьшении нагрузки и поднимаются — при увеличении. Аналогичные кривые были построены для магнетронов 2J42 и 4J50. Они находятся в таком же соответствии с экспериментом, что и кривые рис. 4 и 5. Оценим величину превышения анодного напряжения над пороговым $\Delta\Phi_{0a}$, соответствующую оптимальному рабочему режиму магнетрона. В оптимальном режиме значения $\frac{N}{2}\theta$ лежат вблизи $\frac{\pi}{2}$.

Полагая в (22) $\frac{N}{2}\theta = \frac{\pi}{2}$ и пренебрегая d , получим

$$\Delta\Phi_{0a} = \frac{2,5r_{ab}}{N(N-4)} \frac{s_1^{-\frac{N}{2}+2} \ln s_1^{-1} + \frac{2}{N-4} (1-s_1^{-\frac{N}{2}+2})}{\frac{1}{N-2} \left(1-s_c^2 - \frac{2}{N}\right) + \frac{2,5}{N(N-4)} (s_1^{-\frac{N}{2}+2} - 1)} \quad (30)$$

Результаты вычислений, проведенных при помощи (30), сведены в табл. 2.

Таблица 2

Тип	B (гаусс)	$\Delta\Phi_{0a}$ [кэ]	Φ_0 пор [кэ]
2J32	2000	4,2	21,1
LCW	500	0,52	2,91
4J50	7040	3,5	21,8
2J42	5670	1,6	6,74

Приведенные расчетные данные хорошо согласуются с известным фактом, что превышение анодного напряжения над пороговым, соответствующее оптимальному режиму, порядка 10—20% от порогового.

К. п. д. электроники представляется формулой

$$\eta_{\text{э}} = \frac{i_{\text{ак}}}{2I_0} \frac{V}{\Phi_{0a}} \quad (31)$$

Подставляя (25) в (31), будем иметь

$$\eta_{\text{э}} = \frac{2\pi f_0 B_1 r_a \left(1 - s_c^2 - \frac{2}{N}\right)}{(N-2)\Phi_{0a}} \sin \frac{N}{4} l \frac{\frac{N}{2}\beta}{\sin \frac{N}{2}\beta} \quad (32)$$

В табл. 3 приведено сопоставление величин к. п. д. электроники, вычисленных при помощи формулы (32) и полученных из эксперимента.

Экспериментальная зависимость $\eta_{\text{э}}$ от I_0 такова, что при малых токах $\eta_{\text{э}}$ быстро растет, приближаясь к максимальному значению, и в большом интервале изменения I_0 остается практически постоянным. При больших токах $\eta_{\text{э}}$ начинает уменьшаться. В табл. 3 приведены макси-

Таблица 3

Тип	Гаусс	Теоретические данные, %	Экспериментальные данные, %
2J32	2000	52	50
LCW	500	56	68
CM16B	2160	57	60
4J50	7040	53	50
2J42	5670	55	48

мальные экспериментальные значения η , и, как видно, они близки к расчетным.

Из этого факта можно сделать вывод, что формула (32) определяет экстремальное значение к. п. д. электроники.

Выводы

Из проведенного сопоставления расчетных и экспериментальных данных, можно сделать вывод, что предложенная теория установившегося режима магнетрона находится в качественном соответствии с экспериментом. В тех случаях, где возможна количественная проверка (активная составляющая полного тока, коэффициент электронного смещения частоты и к. п. д. электроники), расхождение с экспериментом составляет не более 20%.

Соотношения (20), (22), (25) и (26) могут быть рекомендованы для расчета и изучения нелинейных свойств магнетрона.

Автор благодарен И. И. Минаковой, В. М. Лопухину, В. С. Лукошкову, А. С. Тагеру и М. И. Хворову за ценные советы и обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бычков С. И. Вопросы теории и практического применения многорезонантных магнетронов. Изд-во Ленинградской военно-воздушной инженерной академии им. А. Ф. Можайского, 1958.
2. Магнетроны сантиметрового диапазона, т. I. «Советское радио», М., 1950.
3. Магнетроны сантиметрового диапазона, т. II. «Советское радио», М., 1951.
4. Теория магнетрона (по Брюллоэну). Сборник переводов. «Советское радио», М., 1946.
5. Коваленко В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. «Советское радио», М., 1955.

Поступила в редакцию
1. 12.1961 г.

Кафедра
теории колебаний