

## ТЕОРИЯ КЛИНОТРОНА

Д. М. Ваврив

*Радиоастрономический институт НАН Украины,  
4, ул. Краснознаменная, Харьков, 61002, Украина  
E-mail: [vavriv@rian.kharkov.ua](mailto:vavriv@rian.kharkov.ua)*

Представлен обзор теоретических результатов по развитию самосогласованной нелинейной теории клинотрона. Дан вывод математической модели клинотрона, рассмотрены условия возбуждения колебаний и стационарный режим колебаний с учетом влияния поля пространственного заряда и температурных эффектов. Проанализированы потенциальные возможности клинотрона с точки зрения дальнейшего повышения рабочей частоты и выходной мощности. Ил. 7. Табл. 1. Библиогр.: 20 назв.

**Ключевые слова:** клинотрон, вакуумные приборы, нелинейная теория, пространственный заряд, температурные эффекты.

Клинотрон [1,2] относится к наиболее удачной модификации лампы обратной волны (ЛОВ). Заложенные в клинотроне физические и технические решения позволили в значительной степени решить проблемы, связанные с невысокой выходной мощностью и малой эффективностью обычных ЛОВ. Важно, что при этом в клинотроне удалось сохранить относительно широкую полосу электронной перестройки частоты, что, как известно, является основным достоинством ЛОВ.

Основные отличительные особенности клинотрона по сравнению с ЛОВ, которые имеют принципиальное значение для его работы и соответственно должны учитываться при построении теории, являются следующими. Во-первых, прямолинейный электронный пучок наклонен по отношению к поверхности гребенки, которая используется в качестве замедляющей структуры, и рассеивается на ней, как показано на рис. 1. Путем изменения угла наклона можно оптимизировать эффективную длину пространства взаимодействия пучка с полем без изменения геометрии прибора. Во-вторых, толщина пучка является большой по сравнению с той, что применяется в ЛОВ. Однако в силу введенного наклона пучка каждый слой пучка эффективно взаимодействует с полем замедляющей структуры. В-третьих, в клинотроне на концах замедляющей структуры нет согласующих элементов и клинотрон является резонансным прибором. Тем не менее, диапазон электронной перестройки частоты, как уже отмечалось, является достаточно большим. Это достигается последовательным возбуждением резонаторных мод при изменении ускоряющего напряжения. При условии относительно небольшого расстояния между собственными частотами мод зависимости частоты генерации и выходной мощности от ускоряющего напряжения оказываются относительно плавными. Указанные решения привели к созданию серии приборов [1,2], эффективно работающих в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Несмотря на превосходные эксплуатационные характеристики и на достаточно большой объем полученных экспериментальных данных, клинотрон не привлекал большого внимания теоретиков, если сравнивать теоретические исследования клинотрона с объемом работ по разработке теории других типов ламп - ЛБВ, ЛОВ, ГДИ, магнетронов и других. До конца 1990-х гг. были изучены электродинамические характеристики замедляющих систем [3,4], использующихся в клинотроне, а также предложены варианты линейной теории клинотрона [1,5], позволявшие производить оценку условий самовозбуждения колебаний. Первая нелинейная самосогласованная теория клинотрона была предложена в работе [6]. В работах [7-9] она была развита с более полным учетом эффектов пространственного заряда, а также анализировались перспективы дальнейшего повышения рабочей частоты клинотрона и его мощности.

Данная статья представляет собой обзор и обобщение работ по теории клинотрона, в которых принимал участие автор. В разделе 1 описаны физические предпосылки, которые положены в основу теории. В разделе 2 приводится математическая модель клинотрона. Раздел 3 посвящен анализу условий самовозбуждения колебаний в клинотроне. Стационарный режим генерации и соответствующие нелинейные эффекты рассмотрены в разделе 4. В разделе 5 рассмотрено влияние поля пространственного заряда, а в разделе 6 анализируются температурные эффекты и обусловленные ими ограничения на характеристики клинотрона. В заключительном разделе 7 анализируются перспективы дальнейшего развития приборов данного класса.

**1. Физические основы теории.** Рассматриваемая геометрия клинотрона и выбранные системы координат приведены на рис. 1. Для удобства последующих выкладок одна из координатных систем связана с резонатором, а вторая - с пучком. Ленточный электронный пучок толщиной  $a$  наклонен к поверхности решетки под углом  $\alpha$ .

Начальная скорость электронов  $v_0$  является нерелятивистской. Движение электронов предполагается прямолинейным, что обеспечивается приложением достаточно большого постоянного магнитного поля. Решетка с длиной  $L$  помещена на одной из стенок прямоугольного волновода с высотой  $D$ . Вывод энергии осуществляется через прямоугольный волновод, расположенный со стороны влета электронов пучка. Следует также отметить, что были разработаны конструкции клинотронов, в которых вывод энергии осуществляется через верхнюю полупрозрачную стенку волновода за счет возбуждения в резонаторе быстрой (дифракционной) гармоники [1,2].

В клинотроне, как и в обычной ЛОВ, электронный пучок взаимодействует с медленной гармоникой замедляющей структуры, чья фазовая скорость является близкой к начальной скорости пучка. Однако в силу введенного наклона пучка характерная длина пространства взаимодействия  $l_{chr}$  определяется углом наклона  $\alpha$  и характерной толщиной  $\Delta$  поля этой замедленной гармоники, «прижатого» к поверхности гребенки. Из рис. 1 следует, что  $l_{chr} = \Delta / \sin \alpha$ .

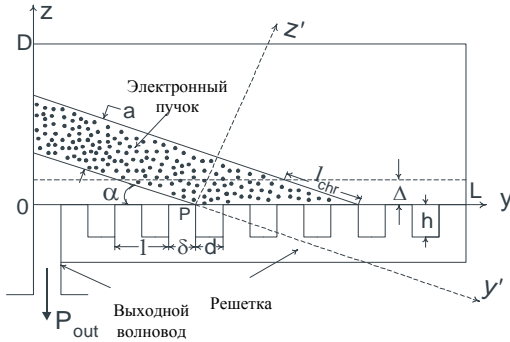


Рис. 1. Схема клинотрона

При построении теории клинотрона и описании процессов электронно-волнового взаимодействия наряду с указанными выше приближениями мы также предполагаем, что:

- Структура поля в резонаторе с пучком такая же, как в случае «холодного» резонатора. Это предположение выполняется при условии, если плотность пучка является относительно небольшой и/или добротность резонаторных мод является достаточно большой. Достаточно высокая добротность резонаторных мод клинотрона была доказана соответствующими экспериментальными исследованиями [10]. В рамках этого предположения поле возбуждаемых пучком резонаторных мод может быть записано в следующем виде:

$$\vec{E} = \text{Re} \left\{ A_r(t) \vec{E}_r(\vec{r}) \exp(-i\omega_r t) \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $\vec{E}_r(\vec{r})$  описывает пространственное распределение резонаторной моды;  $A_r(t)$  - комплексная амплитуда моды, которая должна быть определена из решения задачи о взаимодействии пучка с полем;  $\omega_r$  - собственная частота моды, где индексом  $r$  обозначен набор индексов, определяющих номер моды.

- Предполагается, что в силу высокой добротности резонаторных мод характерное время их релаксации является большим по сравнению с временем пролета электронов через пространство взаимодействия. Это приближение позволяет пренебрегать изменением амплитуды и фазы поля при интегрировании уравнения движения.

- Взаимная связь резонаторных мод, обусловленная наличием электронного пучка и элемента связи с нагрузкой, предполагается небольшой и ею можно пренебречь, что позволяет ограничиться анализом одномодового режима возбуждения колебаний для каждого значения ускоряющего напряжения пучка.

**2. Математическая модель. 1. Поле резонатора и дисперсионное уравнение.** Для записи пространственного распределения поля  $\vec{E}_r(\vec{r})$  резонаторных мод воспользуемся известным выражением для электромагнитного поля в волноводе, содержащем решетку [11]. Учитывая при этом наличие идеально отражающих стенок при  $y = 0, L$  и пренебрегая вариацией поля в направлении оси  $x$ , приходим к следующим выражениям для нетривиальных компонент поля:

$$\begin{aligned} E_y &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \text{sh}[\gamma_n(z-D)] \cos(k_n y); \\ E_z &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{k_n}{\gamma_n} \text{ch}[\gamma_n(z-D)] \sin(k_n y); \\ H_x &= i\epsilon_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \frac{\omega_r}{\gamma_n} \text{ch}[\gamma_n(z-D)] \cos(k_n y). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $a_n$  - амплитуда  $n$ -й пространственной гармоники;  $k_n = 2n\pi/l + \pi m/L$  - постоянная распространения, где  $m$  ( $m \leq N$ ) - модовый индекс;  $l$  - период решетки;  $N$  - число периодов решетки внутри резонатора;  $\gamma_n = \sqrt{k^2 - k_n^2}$  - постоянная распространения (затухания) в направлении оси  $z$ , где  $k_r = \omega_r/c$  ( $c$  - скорость света);  $D$  - расстояние между плоскостью решетки и противоположной стенкой резонатора;  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость свободного пространства.

Представление для поля (2) описывает набор стоячих волн, каждая из которых представляет суперпозицию двух гармоник с постоянными распространения  $k_n$  и  $-k_n$ . В практических конструкциях клинотронов в качестве рабочей используется гармоника с постоянной распространения  $-k_{-1} \equiv 2\pi/l - \pi m/L$ , т. е., начальная скорость частиц пучка выбирается близкой к фазовой скорости этой гармоники. Обозначим постоянную распространения этой гармоники как  $k_{sh}$ , а соответствующую фазовую скорость  $v_{ph} \equiv \omega_r / k_{sh}$ .

В дальнейшем мы будем рассматривать случай, когда все гармоники являются затухающими в направлении оси  $z$ , что, как видно из (2), соответствует выполнению условия  $m/L > 2/\lambda$ , где  $\lambda = 2\pi c/\omega_r$ . Используя результаты, приведенные в работе [11], выпишем отношение между амплитудами пространственных гармоник

$$\frac{a_n}{a_s} = \frac{S_n \operatorname{sh}(\gamma_s D)}{S_s \operatorname{sh}(\gamma_s D)}. \quad (3)$$

Здесь  $S_j = \sin(k_j d/2)/(k_j d/2)$ , где  $j = n, s$ , и  $d$  – ширина зубьев решетки.

Выражения (2) и (3) получены из решения соответствующей электродинамической задачи о собственных колебаниях в рассматриваемом резонаторе, и, следовательно, амплитуды гармоник определяются с точностью до произвольного множителя. В силу этого амплитуда одной из гармоник может быть выбрана произвольным образом, чем мы воспользуемся дальше.

Собственные частоты резонатора находятся из следующего дисперсионного уравнения [11]:

$$\frac{1}{k_r \operatorname{tg}(k_r h)} = \Theta \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S_n^2}{\gamma_n \operatorname{th}(\gamma_n D)}, \quad (4)$$

где  $\Theta = d/l$ ;  $h$  – глубина щелей решетки.

На рис. 2 приведена дисперсионная кривая, найденная из решения этого уравнения, в виде зависимости собственных частот от фазовой скорости синхронной волны  $v_{ph}$  при изменении модового индекса  $m$  от 15 до 49. При расчетах задавались следующие параметры:  $l=0,28$  мм;  $h=0,68$  мм;  $d=0,14$  мм;  $L=17$  мм;  $D=0,38$  мм, которые являются типичными для клинотронов 3-мм диапазона длин волн. На этом рисунке приведены также соответствующие экспериментальные данные, которые показывают достаточно хорошее совпадение с теоретическими расчетами.

В предположении одномерного движения частиц пучка вдоль оси  $y'$  координатной систе-

мы, связанной с пучком (см. рис. 1), траектории электронов могут изменяться под действием следующего поля:

$$E_{y'}(y', z') = E_y(y, z) \cos \alpha + E_z(y, z) \sin \alpha.$$

Поскольку в практических лампах выполняется условие  $\sin \alpha \ll 1$ , то последним слагаемым в этом выражении можно пренебречь, а  $\cos \alpha$  может быть аппроксимирован единицей.

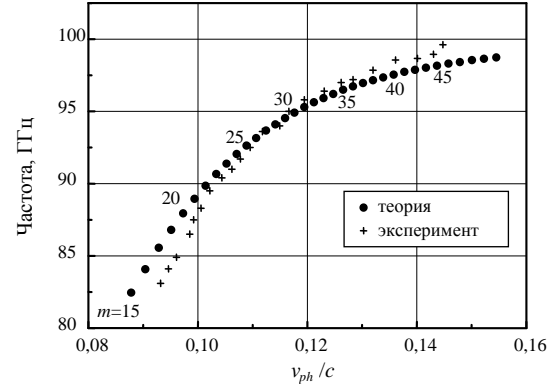


Рис. 2. Дисперсионная кривая клинотрона 3-мм диапазона длин волн:  $l=0,28$  мм;  $h=0,68$  мм;  $d=0,14$  мм;  $L=17$  мм;  $D=0,38$  мм

Рассмотрим теперь пространственное распределение поля синхронной гармоники  $E_{y'}$  в системе координат, связанной с пучком. Обозначая ее как  $E_{sh}$ , имеем

$$E_{sh}(Y, z') = f(Y) \exp(iz'k_{sh} / \sin \alpha), \quad (5)$$

где  $Y = y' - z' \operatorname{ctg} \alpha$ , ( $-\infty < Y \leq 0$ ) – новая координата,

$$f(Y) = \exp[Y(ik_{sh} \cos \alpha + \gamma_{sh} \sin \alpha)] - \quad (6)$$

распределение поля вдоль некоторого слоя электронного пучка  $z' \in [0, a]$ , где  $a$  – толщина электронного пучка и  $\gamma_{sh} = \sqrt{k_{sh}^2 - k_r^2}$ . Следует отметить, что в терминах координаты  $Y$  каждый слой пучка достигает поверхности решетки при  $Y=0$ .

При этом характерная длина пространства взаимодействия  $l_{chr}$  электронов с полем составляет  $l_{chr} = 1/\gamma_{sh} \sin \alpha$ .

При записи выражения (5) мы предположили, что высота резонатора значительно больше характерной толщины локализации электромагнитного поля вблизи решетки, т. е.,  $D \gg 1/\gamma_{sh}$ . Здесь мы также воспользовались произволом в задании амплитуды одной из гармоник и выбрали

$$a_1 = -4 \exp(-\gamma_{sh} D - ik_{sh} P), \quad (7)$$

где  $P$  – расстояние между началами используемых систем координат (см. рис. 1).

2. Уравнение возбуждения резонатора. Для определения комплексной амплитуды поля, входящей в (1), можно воспользоваться уравнением возбуждения резонатора [12], которое для достаточно общего случая записывается следующим образом:

$$\frac{dA_r}{dt} = -\frac{\omega_r}{2Q_r} A_r - \frac{1}{2N_r} \int \bar{J}_1 \bar{E}_r^* d\sigma. \quad (8)$$

Здесь  $Q_r$  - нагруженная добротность возбуждае-

мой моды;  $N_r = \mu_0 \int_V \bar{H}_r \bar{H}_r^* dV$  - норма колебаний моды, где  $\mu_0$  - магнитная постоянная свободного пространства;  $V$  - объем резонатора;  $\sigma$  - объем резонатора, занимаемый пучком;  $\bar{J}_1$  - первая гармоника плотности электронного пучка.

В рамках сделанных предположений и с учетом выражений (2)-(7) можно найти следующее явное выражение для нормы:

$$N_r = V \frac{4\varepsilon_0 k_r^2 \text{sh}^2(\gamma_{sh} D)}{S_1^2 \exp(2\gamma_{sh} D)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{S_n^2}{\gamma_n^2 \text{sh}^2(\gamma_n D)} \left( 1 + \frac{\text{sh} 2\gamma_n D}{2\gamma_n D} \right) \quad (9)$$

Это выражение не учитывает энергию поля, которая запасается в щелях решетки и является относительно малой. При выполнении условий  $\gamma_0 D \gg 1$ ,  $\gamma_{sh} D \gg 1$  слагаемые в (9) дают незначительный вклад в величину нормы. Кроме того, принимая следующие, обычно выполняемые условия  $k_{sh} d / 2 \ll \pi$  и  $k_0 d / 2 \ll \pi$ , приходим к достаточно простому выражению для нормы:

$$N_r = \varepsilon_0 B L k_r^2 / \gamma_0^3, \quad (10)$$

где  $B$  - ширина резонатора в направлении оси  $x$ .

При преобразовании (8) к удобной для дальнейшего использования форме воспользуемся законом сохранения заряда для произвольного слоя пучка, расположенного в интервале  $[z', z' + dz']$ . В пренебрежении обратным движением частиц пучка этот закон записывается в следующем виде:  $\Delta I_0 dt_0 = \Delta I(t, y') dt$ , где  $\Delta I_0$  - постоянная состав-

ляющего тока рассматриваемого слоя и  $\Delta I(t, y')$  - ток через поперечное сечение слоя с координатой слоя  $y'$ . Здесь и далее  $t \equiv t(t_0, y')$  рассматривается как функция времени влета электрона в резонатор  $t_0$  и расстояния  $y'$ .

Будем предполагать, что напряженность поля на входе электронного пучка в резонатор является пренебрежимо малой в силу концентрации поля вблизи поверхности решетки. Следует отметить, что это приближение, которое позволяет существенно упростить дальнейшие формулы, вполне применимо для случая клинотрона, однако оно не позволяет анализировать предельный случай  $\sin \alpha = 0$ . Учитывая теперь выражения (5)-(7), мы преобразовываем уравнение возбуждения (8) к следующему виду:

$$\frac{d\bar{A}_r}{d\tau} = -\bar{A}_r + \frac{G}{4\pi a} \int_0^a \int_{-\infty}^0 \langle \exp\{i[\omega_r t(t_0, y') - k_{sh} z' / \sin \alpha - k_{sh} Y \cos \alpha] + \gamma_{sh} Y \sin \alpha\} \rangle dY dz. \quad (11)$$

Здесь  $\bar{A}_r = A_r / (k_{sh} U_0)$  - нормированная амплитуда поля, где  $U_0 = mv_0^2 / 2 |e|$  - ускоряющее напряжение пучка;  $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона;  $\tau = t\omega_r / (2Q)$  - безразмерное время;  $G = 2Q_r I_0 / (\omega_r k_{sh}^2 N_r U_0)$  - параметр усиления; где  $I_0$  - постоянная составляющая тока пучка;  $\langle \cdot \rangle$  означает усреднение по периоду высокочастотных колебаний. Принятое приближение о малости

напряженности поля на входе пучка в резонатор позволило устремить нижний предел интегрирования по  $Y$  в (11) к бесконечности.

3. Поле пространственного заряда. В предположении одномерного движения электронов и произвольной периодической модуляции плотности электронного пучка проекция напряженности поля пространственного заряда на ось  $y'$  может быть записана в следующем виде [8]:

$$E_q = \frac{j_0}{v_0} \int_{\sigma} \sum_{n=1}^{\infty} i_n(y', \bar{y}') G(y, y', \bar{y}, \bar{y}') \exp(-in\omega_r t + in\beta_e \bar{y}' + in\beta_e y' \cos \alpha) dy' d\bar{y}'.$$

Здесь  $j_0$  - постоянная составляющая плотности электронного пучка;  $v_0$  - начальное значение скорости частиц;  $\beta_e = \omega_r / v_0$  - волновое число пучка;

$i_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{in(\varphi+\Theta)} d\varphi$  - безразмерные медленно меняющиеся амплитуды пространственных гармо-

ник пучка, где  $\varphi$ - фаза влета электрона;  $\Theta \equiv \Theta(y, \varphi)$ - отклонение фазы электрона под действием поля синхронной волны и поля пространственного заряда. Аналитическое выражение для функции Грина  $G$  для случая прямоугольного резонатора клинотрона было получено в работе [7] и может быть записано в виде  $G = G^+ - G^-$ .  
Здесь

$$G^\pm = -\frac{\text{sh}[\pi(y - y' + \tilde{y} - \tilde{y}')/D]}{8\varepsilon_0 D \text{sh}(\pi\chi_\pm^\pm/2D) \text{sh}(\pi\chi_\pm^\pm/2D)},$$

где  $\chi_+^\pm = y - y' + \tilde{y} - \tilde{y}' + i(\tilde{y} \pm \tilde{y}') \sin \alpha$ ;  
 $\chi_-^\pm = y - y' + \tilde{y} - \tilde{y}' - i(\tilde{y} \pm \tilde{y}') \sin \alpha$ .

Упрощение выражения для поля пространственного заряда можно достигнуть путем

$$R_{n0}^2(\xi) = \left[ 1 - e^{n\Phi_0 \xi \sin \alpha} + 2e^{-n\beta_e D} \text{sh}(n\Phi_0 \xi \sin \alpha) \right] \left[ 1 - \frac{2}{an\beta_e} e^{-an\beta_e/2} \text{sh}(an\beta_e/2) \right],$$

где  $\Phi_0 = \beta_e / k_{sh}$ . В данном случае коэффициенты редукции изменяются вдоль пучка, что является следствием его наклона к плоскости решетки.

4. Уравнение движения. Для получения самосогласованной системы уравнений клинотрона приведенные выше уравнения необходимо дополнить уравнением движения, из решения которого должна находиться входящая в уравнение возбуждения (11) функция  $t \equiv t(y, t_0)$ , которая описывает траектории электронов. В общем случае траектории электронов могут изменяться под влиянием статических полей, высокочастотных

$$\frac{d^2 Y}{dt^2} = \frac{e}{m} k_{sh} U_0 \{ F \exp(\gamma_{sh} Y \sin \alpha) \cos[\omega_r t + \gamma - k_{sh} z' / \sin \alpha - k_{sh} Y \cos \alpha] + \text{Re}(E_q / E_0) \}, \quad (12)$$

где  $F = |A_r|$  и  $\gamma = \arg(A_r)$ - безразмерная амплитуда и фаза электрической компоненты поля синхронной гармоник, действующей на частицы пучка;  $E_0 = U_0 k_{sh}$ .

Далее перепишем уравнение (12) в ла-

$$\frac{d^2 \Theta}{d\xi^2} = \frac{\Phi_0}{2} \left( 1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\Theta}{d\xi} \right)^3 \left\{ F \exp(\delta \xi \sin \alpha) \cos(\Phi_s \xi + \Theta + \varphi) + \text{Re}(E_q / E_0) \right\}, \quad (13)$$

где  $\Theta \equiv \Theta(\xi, \varphi)$ ;  $\Phi_0 = \beta_e / k_{sh}$ ;  
 $\xi = k_{sh} Y (-\infty < \xi < 0)$ ;  $\varphi = \omega_r t_0 + \gamma - k_{sh} z' / \sin \alpha$ ;  
 $\Phi_s = \beta_e / k_1 - \cos \alpha = v_{ph} / v_0 - \cos \alpha$  - параметр расстройки скоростей: фазовой скорости синхронной волны и начальной скорости частиц пучка;  $\delta = \gamma_1 / k_1$ . Выражение для напряженности

разложения функции Грина в ряд Тейлора в окрестности точки наблюдения и пренебрежением нелокальным действием поля пространственного заряда [13,14]. В данном случае это приводит к следующему упрощенному выражению для поля пространственного заряда [8]:

$$E_q = \frac{i\omega_p^2 m}{|e| \beta_e} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i_n(\xi)}{n} R_{n0}^2(\xi) \exp[-in(\varphi + \theta)],$$

где  $\xi = k_{sh} Y$ ;  $\omega_p = [ |e| J_0 / (m \varepsilon_0 v_0) ]^{1/2}$  - плазменная частота пучка. Коэффициенты  $R_{n0}^2$  имеют смысл коэффициентов редукции поля пространственного заряда, для которых было получено следующее приближенное выражение:

компонент электрического и магнитного поля, а также поля пространственного заряда. Относительно статических полей уже было отмечено, что пучок фокусируется достаточно большим по величине магнитным полем, что обеспечивает практически прямолинейное движение электронов. Влиянием магнитных компонент высокочастотного поля можно пренебречь в силу нерелятивистскости скоростей частиц. Выпишем уравнение движения относительно координаты  $Y$ , которое с учетом сделанных замечаний и принятых выше обозначений записывается следующим образом:

граничных переменных  $y'$ ,  $t_0$  по отношению к фазе  $\Theta(y, t_0) = \omega t(y, t_0) - \omega t_0 - \omega y / v_0$ , которая определяет отклонение фазы электрона под действием поля синхронной волны. В новых переменных уравнение (12) преобразуется к виду

поля пространственного заряда  $E_q$  приведено в предыдущем разделе.

Следует отметить, что по отношению к новой переменной  $\xi$  характерная длина пространства взаимодействия  $\xi_{int}$  определяется выражением  $\xi_{int} = 1/(\delta \sin \alpha) \approx 1/\sin \alpha$ . Здесь мы

учитываем, что для нерелятивистских приборов  $\gamma_{sh} \approx k_{sh}$ , и соответственно  $\delta \approx 1$ . Таким образом, здесь и далее мы полагаем  $\gamma_{sh} = k_{sh}$  и  $\delta \approx 1$ .

Дополним уравнение движения начальными условиями. В клинотроне пучок предварительно не модулирован, что соответствует следующим начальным условиям:

$$\Theta(\xi, \varphi) = \frac{d\Theta}{d\xi} = 0 \text{ при } \xi = \xi_{in}, \varphi \in [0, 2\pi], \quad (14)$$

где  $\xi_{in}$  - некоторое расстояние, которое существует

венно больше, чем характерная длина пространства взаимодействия  $\xi_{int}$ . В силу того, что в месте ввода пучка в резонатор величина высокочастотного поля синхронной волны предполагается малой, величина  $\xi_{in}$  может полагаться равной бесконечности.

5. *Математическая модель.* Используя введенные безразмерные параметры, запишем уравнение возбуждения (11) относительно амплитуды и фазы возбуждаемых колебаний

$$\begin{aligned} \frac{dF}{d\tau} &= -F + \frac{G}{2\pi} \int_{-\infty}^0 \exp(\xi \sin \alpha) \int_0^{2\pi} \cos(\Phi_s \xi + \Theta + \varphi) d\varphi d\xi, \\ \frac{d\gamma}{d\tau} &= \frac{G}{2\pi F} \int_{-\infty}^0 \exp(\xi \sin \alpha) \int_0^{2\pi} \sin(\Phi_s \xi + \Theta + \varphi) d\varphi d\xi. \end{aligned} \quad (15)$$

Эта система уравнений совместно с уравнениями (13), (14) составляет самосогласованную систему уравнений клинотрона и позволяет анализировать как процесс возбуждения колебаний, так и стационарный режим генерации. Отметим вкратце особенности структуры системы уравнений (13)-(15). Во-первых, уравнение для амплитуды колебаний не зависит от уравнения для фазы колебаний, тогда как скорость изменения фазы (мгновенная нормированная частота колебаний) зависит от амплитуды колебаний. Это является общим свойством резонансных одномодовых автономных генераторов [15]. Во-вторых, решения уравнения движения находятся в предположении постоянства значения амплитуды поля  $F$  за время

пролета пространства взаимодействия, что допустимо, как уже отмечалось, в силу достаточно высокой добротности возбуждаемых мод колебаний и относительной малости длины пространства взаимодействия.

### 3. Условия возбуждения колебаний.

Условия возбуждения колебаний можно найти в явном виде для случая пренебрежимо малых значений поля пространственного заряда, воспользовавшись тем фактом, что решения уравнений (13)-(15) при  $F \ll 1$  находятся аналитически. Решение уравнения движения (13), (14) при  $\tilde{E}_q = 0$  с точностью до слагаемых порядка  $F$  записывается следующим образом:

$$\Theta(\varphi, \xi) = \frac{\Phi_0 F \exp(\xi \sin \alpha)}{2(\sin^2 \alpha + \Phi_s^2)^2} \left[ (\sin^2 \alpha - \Phi_s^2) \cos(\varphi + \Phi_s \xi) + 2 \sin \alpha \Phi_s \sin(\varphi + \Phi_s \xi) \right].$$

После подстановки этого выражения в (15) и выполнения интегрирования приходим к следующей зависимости амплитуды поля от времени на начальной стадии возбуждения колебаний:

$$F = F_0 \exp\{[G\Phi_0 R_1(\Phi_s, \alpha) - 1]\tau\}, \quad (16,а)$$

а также к следующему выражению для частоты возбуждаемых колебаний

$$\omega_\mu \equiv \omega_r + (\omega_r / 2Q) d\gamma / d\tau :$$

$$\omega_\mu = \omega_r \left[ 1 + \frac{G\Phi_0}{2Q} R_2(\Phi_s, \alpha) \right]. \quad (16,б)$$

Здесь  $F_0$  - начальное эффективное значение амплитуды поля в резонаторе, которое определяется естественными шумами. Входящие в (16) функ-

ции  $R_1(\Phi_s, \alpha)$ ,  $R_2(\Phi_s, \alpha)$  определяются следующими выражениями:

$$R_1 = \frac{-\Phi_s}{8(\sin^2 \alpha + \Phi_s^2)^2}; \quad (17,а)$$

$$R_2 = \frac{\sin^2 \alpha - \Phi_s^2}{16 \sin \alpha (\sin^2 \alpha + \Phi_s^2)^2}. \quad (17,б)$$

В соответствии с (16,а) возбуждение колебаний может происходить только при выполнении условия

$$\alpha_0 \equiv G\Phi_0 R_1(\Phi_s, \alpha) - 1 > 0, \quad (18)$$

где  $\alpha_0$  имеет смысл безразмерного инкремента (декремента) колебаний.

Функция  $R_1(\Phi_s, \alpha)$  пропорциональна мощности, отдаваемой или поглощаемой элек-

тронным пучком. Многие особенности электронно-волнового взаимодействия удобно проанализировать, воспользовавшись следующим альтернативным представлением для этой функции:

$$R_1 = \frac{\pi k_{sh}^3}{8} \frac{dS_1(k)}{dk} \Big|_{k=\beta_e} \quad (19)$$

Здесь  $S_1(k) \equiv |f_k(k)|^2$  - мощность спектральных компонент пространственного спектра, где амплитуды спектральных компонент определяются выражением

$$f_k(k) = (1/\sqrt{2\pi}) \int_{-\infty}^{\infty} f(Y) \exp(-ikY) dY,$$

где  $f(Y)$  - распределение поля вдоль каждого слоя пучка, которое задается выражением (6) на интервале  $-\infty < Y \leq 0$ . Вне этого интервала  $f(Y) = 0$ . С учетом такого задания  $f(Y)$  выражение для мощности пространственного спектра находится в аналитическом виде

$$S_1(k) = 1/\left\{2\pi \left[ \gamma_1^2 \sin^2 \alpha + (k_1 \cos \alpha - k)^2 \right]\right\}, \quad (20)$$

$(\alpha > 0)$ .

Вид этой функции приведен на рис. 3. Используя выражение (20), легко убедиться, что функция  $R_1$ , определяемая с помощью формулы (19), совпадает с функцией, определяемой выражением (17, а).

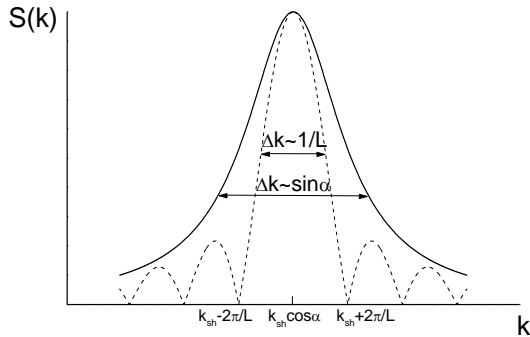


Рис. 3. Пространственный спектр поля синхронной волны для случая клинотрона (сплошная линия) и ЛОВ (пунктир)

Следует отметить, что выражение (19) является универсальным и может применяться для анализа энергообмена частиц с полем в любом резонансном генераторе с прямолинейным электронным пучком - клистроне, оротроне, черенковском лазере на свободных электронах, как продемонстрировано в работах [16-18].

Особенности конкретного прибора проявляются посредством свойств функции  $S_1(k)$ . Электронный пучок передает энергию полю резонатора только при выполнении условия

$$dS_y(k)/dk \Big|_{k=\beta_e} > 0, \text{ физический смысл которого}$$

го заключается в том, что в окрестности волнового числа  $k = \beta_e$  пространственные гармоники с фазовой скоростью  $\omega_r/k$  меньшей  $v_0$  имеют большую амплитуду по сравнению с гармониками, для которых  $\omega_r/k > v_0$ . Это условие позволяет непосредственно из вида функции  $S_1(k)$  достаточно легко определить диапазон изменения  $\beta_e$ , где может происходить самовозбуждение колебаний. В случае клинотрона этот диапазон, как следует из рис. 3 или выражения (20), определяется соотношением  $\beta_e < k_{sh} \cos \alpha$ , которое соответствует  $\Phi_s < 0$ .

Для сравнения рассмотрим обычную резонансную ЛОВ, в которой электронный пучок параллелен поверхности замедляющей системы. Можно показать, что в этом случае мощность пространственных спектральных компонент определяется выражением

$$S_1(k) = \frac{L^2 \sin^2 [L(k_{sh} - k)/2]}{2\pi [L(k_{sh} - k)/2]^2}.$$

Эта функция также приведена на рис. 3. В этом случае существуют основная возможная зона генерации по отношению к  $\beta_e$ , которая определяется соотношением  $k_{sh} - 2\pi/L < \beta_e < k_{sh}$ , и дополнительные дискретные возможные зоны генерации, где производная  $dS_y(k)/dk \Big|_{k=\beta_e}$  положительна.

Рассмотрим теперь более детально условия возбуждения колебаний в клинотроне. Приравняв  $\alpha_0$ , определяемое выражением (18), к нулю и воспользовавшись (17, а), находим выражение для пускового значения параметра усиления

$$G_{st} = \frac{-8(\sin^2 \alpha + \Phi_s^2)^2}{\Phi_0 \Phi_s}. \quad (21)$$

Учитывая определение параметра  $G$ , перепишем это выражение по отношению к величине пускового тока пучка:

$$I_{st} = -\frac{k_{sh}^3 U_0 v_0 N_r}{Q_r} \frac{(\sin^2 \alpha + \Phi_s^2)^2}{\Phi_s}, \quad (22)$$

где норма колебаний определяется выражением (9) или (10). На рис. 4 приведена зависимость пускового тока от ускоряющего напряжения для набора резонаторных мод с  $m$ , изменяющимся от 20 до 41. Здесь параметры резонатора такие же, как и для рис. 2.

Кроме того, мы задали  $\alpha = 0,5^\circ$ ,  $B=5$  мм,  $Q_r = 10$ . Рис. 4 иллюстрирует возможность возбуждения колебаний в широком диапазоне изменения ускоряющего напряжения путем последовательного возбуждения мод резонатора.

Это приводит к возможности электронной перестройки частоты в достаточно широком диапазоне, как видно из рис. 2. В окрестности собственной частоты одиночной моды изменение частоты описывается выражением (16, б). Диапазон такого изменения частоты может быть больше или примерно совпадать с расстоянием по частоте между соседними модами, что обеспечивает практически непрерывное изменение частоты в широком диапазоне частот. Например, для прибора с приведенными выше параметрами частота может изменяться непрерывно от 84 до 98 ГГц. Кривая частотной перестройки практически совпадает с дисперсионной кривой на рис. 2, если значения фазовой скорости  $v_{ph}$  заменить величиной начальной скорости  $v_0$ , определяемой величиной ускоряющего напряжения.

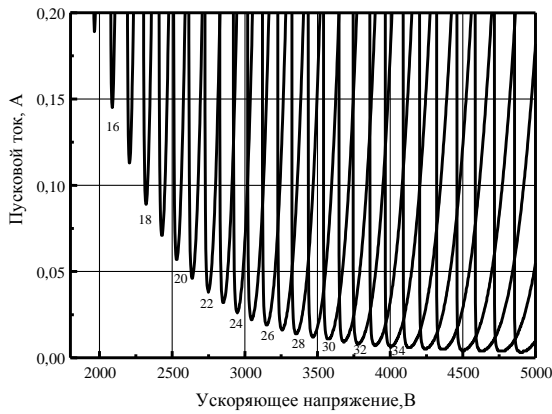


Рис. 4. Зависимость пускового тока от ускоряющего напряжения для резонаторных мод с модовым индексом  $m$  от 15 до 41 (значения указаны возле кривых) для  $\alpha = 0, 5^\circ$ ,  $B = 5$  мм,  $Q_r = 10$ . Другие параметры колебательной системы соответствуют рис. 2

Возвращаясь к выражениям (21), (22) отметим, что минимальные значения  $G_{st}$  и  $I_{st}$  достигаются при

$$\Phi_s \min = -\sin \alpha / \sqrt{3}. \quad (23)$$

Поскольку величина  $\Phi_s$  зависит от модового индекса  $m$  и ускоряющего напряжения  $U_0$ , то это условие может быть выполнено для одной моды путем соответствующего выбора величины  $U_0$ . Если при этом норма колебаний равняется минимальному значению, определяемому (10), то мы приходим к следующему выражению для минимального пускового тока:

$$I_{st \min} = \frac{3\varepsilon_0 v_0 U_0 L B k_{sh}^3 k_r^2}{\gamma_0^3 Q_r} \sin^3 \alpha. \quad (24)$$

Таким образом, пусковой ток сильно зависит от угла наклона электронного пучка, что достаточно хорошо известно из результатов эксперименталь-

ных исследований. Такая зависимость, по-видимому, впервые была теоретически предсказана в работе [5].

**4. Стационарный режим колебаний.** Для описания факторов, которые определяют эффективность работы клинотрона, рассмотрим рис. 5, где приведена зависимость электронного КПД прибора в зависимости от параметра расстройки скоростей  $\Phi_s \equiv \beta_e / k_{sh} - \cos \alpha \equiv v_{ph} / v_0 - \cos \alpha$  для трех значений угла наклона пучка к плоскости решетки:  $\alpha = 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ$ . Для каждого значения  $\alpha$  выбиралась величина параметра усиления  $G$ , соответствующая постоянному значению отношения рабочего тока пучка к его минимальному пусковому значению, равному  $I_0 / I_{st \min} = 5$ .

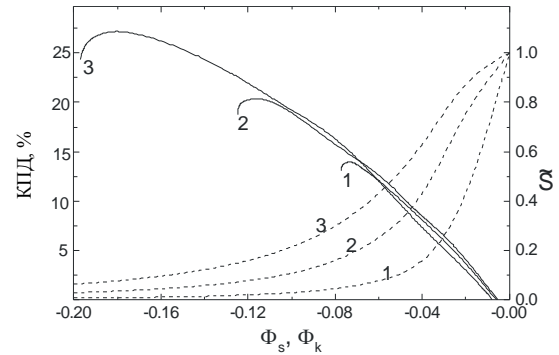


Рис. 5. Зависимость электронного КПД от параметра расстройки скоростей  $\Phi_s \equiv \beta_e / k_{sh} - \cos \alpha$  (сплошные линии) и нормированная огибающая пространственного спектра  $\tilde{S}_1$  в зависимости от  $\Phi_s \equiv k / k_{sh} - \cos \alpha$  (пунктир) для трех различных значений угла наклона:  $\alpha = 1^\circ$  (кривые 1);  $\alpha = 2^\circ$  (кривые 2);  $\alpha = 3^\circ$  (кривые 3)

Отметим общие закономерности работы клинотрона в установившемся режиме колебаний. С увеличением угла наклона и при постоянной величине отношения  $I_0 / I_{st \min}$  расширяется диапазон изменения параметра  $\Phi_s$ , в котором происходит возбуждение колебаний. Возбуждение колебаний при больших отрицательных значениях  $\Phi_s$  дает возможность существенно повышать КПД клинотрона. Следует напомнить, что применительно к практическим приборам уменьшение величины  $\Phi_s$  соответствует увеличению начальной скорости  $v_0$  электронов. Указанные особенности легко объясняются с помощью анализа функции  $S_1(k)$  (см. (20)). Для удобства анализа на рис. 5 приведено нормированное значение этой функции  $\tilde{S}_1(\Phi_k) \equiv 2\pi k_{sh}^2 \sin^2 \alpha S_1(\Phi_k)$  в зависимости от  $\Phi_k \equiv k / k_{sh} - \cos \alpha$  для трех ука-



занных значений угла наклона. Воспользуемся также следующим общим выражением для электронного КПД прибора:

$$\eta = 1 - \frac{\langle v^2(\varphi, 0) \rangle}{v_0^2} \equiv 1 - \left( \frac{k_{sh}}{\omega_r} \right)^2 (1 + \Phi_s)^2 \langle v^2(\varphi, 0) \rangle, \quad (25)$$

где  $v(\varphi, 0)$  - скорости электронов в момент их попадания на поверхность гребенки ( $Y=0$ ), зависящие от фазы влета  $\varphi$ ; скобки  $\langle \cdot \rangle$  обозначают усреднение по фазе влета. Выражение (25) представляет собой отношение среднего за период колебаний изменения кинетической энергии электронов за время их пролета через пространство взаимодействия к начальной кинетической энергии электронов.

Проведем оценку значений  $\Phi_s$  и  $v(\varphi, 0)$ , входящих в выражение (25). Минимально возможное значение  $\Phi_s$ , при котором происходит возбуждение колебаний, определяется возможностью пространственных спектральных компонент с  $k = \beta_e$  «захватить» в потенциальную яму волны существенную порцию электронов, поступающих в резонатор за период колебаний. Процесс захвата является пороговым явлением, и для его реализации амплитуда спектральной компоненты должна превышать определенное пороговое значение [19]. В силу существования этого порога, как видно из рис. 5, максимальное значение  $|\Phi_s|$ , где еще возбуждаются колебания, составляет величину порядка  $\Delta\Phi_k$ , которая есть ширина спектра  $S_1(\Phi_k)$ . С другой стороны, согласно (20),  $\Delta\Phi_k \propto \sin \alpha$ . Таким образом, мы приходим к следующей оценке для минимально возможного значения  $\Phi_s$ :

$$\Phi_{s \min} \propto -\sin \alpha.$$

Средняя скорость захваченных волной электронов уменьшается в силу их взаимодействия с полем электромагнитной волны. Если ввести понятие текущего значения постоянной распространения электронов как  $\beta_{e \text{ cur}}(\varphi, y) \equiv \omega_r / v(\varphi, y)$ , то уменьшение скорости электронов можно трактовать как диффузию значений  $\beta_{e \text{ cur}}(\varphi, y)$  в волновом пакете в направлении максимума спектра  $S_1(k)$  (см. также рис. 3). Максимальное значение величины  $\omega / v(\varphi, 0)$  ограничено величиной  $k_{sh} \cos \alpha$ , которая является координатой максимума спектральной плотности,

поскольку при  $\omega / v(\varphi, 0) > k_{sh} \cos \alpha$  черенковское условие излучения уже не выполняется, и такие электроны больше не тормозятся. Исходя из таких соображений, находим оценку для минимально возможной величины  $v^2(\varphi, 0)$ , которая составляет  $\omega_r / k_{sh} \cos \alpha \approx \omega_r / k_{sh}$ . Учитывая приведенные выше оценки, а также то, что  $|\Phi_s| \ll 1$ , находим из (25) оценку для максимально возможного КПД клинотрона:

$$\eta_{\max} \approx -2\Phi_s \propto \sin \alpha. \quad (26)$$

Таким образом, максимальный КПД клинотрона увеличивается с увеличением угла наклона, что соответствует уменьшению эффективной длины пространства взаимодействия. Понятно, что для реализации полученной зависимости должны обеспечиваться соответствующие значения тока пучка для возбуждения колебаний. Зависимость КПД от нормированной величины тока пучка приведена на рис. 6 для различных значений угла наклона. При превышении пускового значения тока величина КПД монотонно увеличивается и насыщается при достаточно больших значениях  $J \equiv I_0 / I_{st \min}$ .

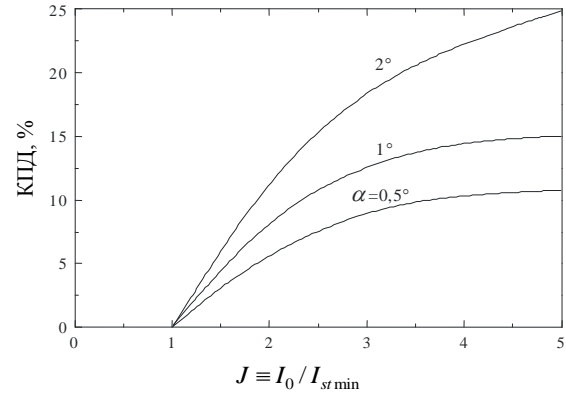


Рис. 6. Зависимость максимального КПД от нормированного тока пучка для различных значений угла наклона

Следует отметить, что КПД насыщается при достаточно больших значениях  $J$  по сравнению с теми значениями, которые наблюдаются в случае обычных ЛОВ. Это можно объяснить, если сравнить вид функции  $S_1(k)$  для этих двух случаев (см. рис. 3). В случае ЛОВ уменьшение  $\beta_e$  в основной зоне генерации ограничено величиной  $k = k_{sh} - 2\pi / L$ , где происходит изменение знака производной  $dS_1(k) / dk$  в силу существования дополнительного максимума у функции  $S_1(k)$ . В случае же клинотрона положительный наклон этой функции не ограничен со стороны малых значений  $k$  и, кроме того, амплитуда спек-

тральных компонент убывает относительно медленно с уменьшением величины  $k$ . Это также приводит к возможности достижения существенно больших значений КПД по сравнению со случаем ЛОВ.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 6, также показывают, что формула (26) достаточно хорошо выполняется при малых значениях угла наклона пучка. Из более подробных расчетов было установлено, что при дальнейшем увеличении  $\alpha$ , примерно до  $5^\circ$ , происходит насыщение максимально достижимых значений КПД клинотрона. С дальнейшим ростом  $\alpha$  КПД уменьшается, поскольку характерная длина пространства взаимодействия  $1/k_{sh} \sin \alpha$  становится слишком короткой для обеспечения достаточно полной группировки частиц пучка и отбора энергии. Существование оптимальной эффективной длины пространства взаимодействия является общим свойством резонансных приборов с распределенным взаимодействием (см., например, [15]).

**5. Влияние поля пространственного заряда.** Результаты численного моделирования показывают, что путем увеличения угла наклона пучка примерно до  $5^\circ$  можно получить значения КПД, достигающие 50%. Вместе с тем, в существующих лампах рабочие значения угла наклона существенно меньше (порядка  $0,1^\circ$ ) и соответственно достигаются относительно невысокие значения КПД. Конечно, увеличение угла наклона не представляет технической сложности. Основная проблема связана с тем, что увеличение угла наклона приводит к существенному увеличению пускового тока (см. (24)), что, естественно, требует соответствующего увеличения рабочего тока пучка  $I_0$ . На практике могут возникнуть как минимум две проблемы при попытке существенного увеличения тока пучка. Первая из них связана с влиянием поля пространственного заряда, вторая - с необходимостью отвода тепла от решетки, которая используется как коллектор электронного пучка.

Подробный анализ влияния поля пространственного заряда на характеристики клинотрона был проведен в работе [8]. Здесь, основываясь на результатах этой работы, а также на результатах анализа процессов в резонансных приборах с распределенным взаимодействием [13,15], мы приведем аналитические оценки для предельного значения тока пучка. Поле пространственного заряда оказывает малое влияние на электронный КПД при условии, что характерная длина пространства взаимодействия ( $l_{chr}$ ) не превосходит величины  $\lambda_p/2$ , где  $\lambda_p = 2\pi v_0/\omega_p$  - плазменная длина волны в пучке;

$\omega_p = [e|J_0/(m\varepsilon_0 v_0)]^{1/2}$  - плазменная частота;

$J_0$  - плотность тока пучка. Учитывая, что в нашем случае  $l_{chr} = 1/k_{sh} \sin \alpha$  и  $k_{sh} \approx \omega_r/v_0$ , находим следующее выражение для максимального значения плотности тока, определяемого влиянием поля пространственного заряда

$$J_{0 \max} \approx \frac{\pi^2 \varepsilon_0 m v_0 \omega_r^2}{|e|} \sin^2 \alpha.$$

Предположим, например, что ускоряющее напряжение пучка составляет 3 кВ, рабочая частота  $f_r \equiv \omega_r/2\pi = 95$  ГГц и  $\alpha = 1^\circ$ . Из приведенной формулы мы находим  $J_{0 \max} \approx 240$  А/см<sup>2</sup>. Эта величина в несколько раз превышает значения плотности пучка, которые применяются в практических клинотронах [1]. Важно отметить, что максимальное значение плотности пучка существенно увеличивается с увеличением рабочей частоты и угла наклона.

Эти выводы также подтверждаются результатами расчетов в рамках самосогласованной модели с учетом поля пространственного заряда. На рис. 7 приведен пример таких расчетов, где представлена зависимость КПД от параметра расстройки скоростей  $\Phi_s$  для различных значений плотности пучка при  $\alpha = 2^\circ$ . Однако, следует отметить, что при малых значениях угла наклона влияние поля пространственного заряда может быть весьма существенным.

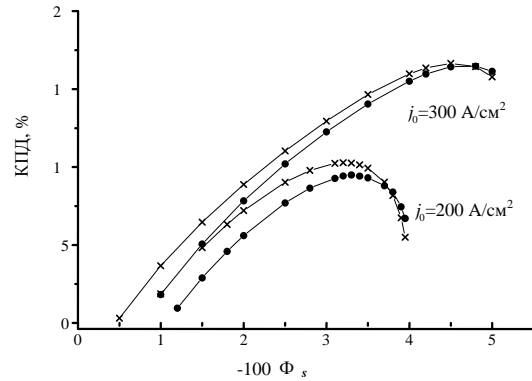


Рис. 7. Зависимость электронного КПД от параметра расстройки скоростей для различных значений плотности пучка при  $\alpha = 2^\circ$  при учете (×) и без учета (●) влияния поля пространственного заряда

**6. Температурный режим клинотрона.**

Для нахождения ограничений на предельную величину плотности пучка, которые определяются тепловым режимом решетки клинотрона, была решена соответствующая термодинамическая задача [9]. Электронный пучок, рассеиваясь на решетке, непосредственно греет зубья решетки. С

этой точки зрения клинотрон подобен магнетрону. Для определения количества тепла, которое может быть отведено от зубьев, необходимо найти распределение температуры вдоль зубьев. Для записи соответствующих уравнений теплопереноса отметим, что число зубьев решетки, которые непосредственно греются пучком, равняется  $\alpha/l \sin \alpha$ , а максимальная мощность, рассеиваемая на одном зубе  $P_t$ , определяется выражением  $P_t = U_0 I_0 l \sin \alpha / a$ . Это выражение записано в предположении однородного распределения плотности пучка в поперечном сечении пучка. В действительности, величина  $P_t$  меньше указанного значения на коэффициент  $1-\eta$  ( $\eta$  - КПД клинотрона), но для последующих оценок это отличие является несущественным. В предположении, что величина  $P_t$  распределена однородно по поверхности зубьев решетки  $z=0$ , уравнение для распределения температуры вдоль одного зуба имеет простой вид [20]

$$\frac{d^2 T}{dz^2} = 0 \quad (27)$$

со следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dz} &= \frac{P_t}{b\delta\Lambda} & \text{при } z=0; \\ T &= T_c & \text{при } z=-h. \end{aligned}$$

Здесь  $h$  и  $\delta$  - высота и толщина зубьев решетки;  $a$  и  $b$  - толщина и ширина пучка;  $\Lambda$  - коэффициент теплопроводности материала решетки;  $T_c$  - температура основания решетки. Решение уравнения (27) дает следующее распределение температуры вдоль каждого зуба, нагреваемого пучком:

$$T(z) = T_c + \frac{hP_t}{b\delta\Lambda} \left(1 + \frac{z}{h}\right).$$

Как и следовало ожидать, максимальное значение температуры достигается на вершине зуба и задается следующим выражением:

$$T_{\max} = T_c + \frac{hP_t}{b\delta\Lambda} \equiv T_c \frac{U_0 I_0 h l \sin \alpha}{ab\delta\Lambda}. \quad (28)$$

Если максимально допустимая температура зубьев решетки  $T_{\max}$  задана, то из (28) находится максимально допустимая величина мощности пучка

$$P_{0 \max} = \frac{(T_{\max} - T_c) ab\delta\Lambda}{hl \sin \alpha},$$

и соответственно максимальная величина плотности пучка

$$J_{0 \max} = \frac{(T_{\max} - T_c) \delta\Lambda}{U_0 h l \sin \alpha}. \quad (29)$$

Оценим максимальную величину плотности тока пучка для решетки со следующими параметрами:

$\delta = 0,05$  мм;  $l = 0,1$  мм;  $h = 0,23$  мм;  $U_0 = 3$  кВ, которые характерны для ламп, работающих в окрестности частоты 300 ГГц. Зададим  $T_{\max} - T_c = 300^\circ$ , тогда для решетки, изготовленной из меди, максимальная плотность  $J_{0 \max} \approx 490$  А/см<sup>2</sup>, если  $\alpha = 1^\circ$ , и  $J_{0 \max} \approx 160$  А/см<sup>2</sup>, если  $\alpha = 3^\circ$ . Полученные оценки показывают, что температурный режим решетки также не накладывает серьезных ограничений на дальнейшее повышение рабочих плотностей пучка по сравнению с теми, которые используются на практике. Следует отметить, что с укорочением рабочей длины  $\lambda$  волны значения  $\delta$ ,  $l$  и  $h$  пропорционально уменьшаются, тогда в соответствии с (29)  $J_{0 \max}$  возрастает как  $1/\lambda$ . Эта зависимость также представляет дополнительную возможность для повышения рабочих плотностей тока пучка при разработке клинотронов на более высокие частоты генерации.

**7. Потенциальные возможности клинотрона.** Теоретические исследования клинотрона указывают, что наиболее перспективный путь повышения выходной мощности и КПД клинотрона связан с увеличением угла наклона электронного пучка по отношению к плоскости решетки. Для этого требуется увеличивать рабочие токи пучка, чтобы компенсировать увеличение пусковых токов прибора. Из анализа влияния поля пространственного заряда, а также тепловых режимов прибора следует, что существуют заметные резервы для повышения плотности тока пучка и соответственно рабочих токов пучка.

Результаты теоретического анализа также показывают, что нет существенных ограничений на дальнейшее укорочение рабочей длины волны. Приведем результаты оценок возможных выходных характеристик клинотронов на частоту 1 ТГц. Будем рассматривать два типа потенциальных приборов: один с электронной пушкой, формирующий пучок с плотностью 100 А/см<sup>2</sup> и второй - с плотностью пучка 1000 А/см<sup>2</sup>. Второй случай может быть реализован с применением современных электронных пушек, работающих в импульсном режиме. Выберем поперечное сечение электронного пучка  $2,5 \times 0,05$  мм. Электронные пучки с таким поперечным сечением применяются в существующих клинотонах. Выберем величину ускоряющего напряжения равную 5 кВ. Из анализа дисперсионного уравнения (4) следует, что оптимальная геометрия решетки определяется следующими размерами:  $l = 0,03$  мм,  $h = 0,05$  мм,  $d = 0,015$  мм. Для клинотрона с плотностью тока 100 А/см<sup>2</sup> оптимальная величина угла наклона составляет примерно  $0,095^\circ$ , а длина пространства взаимодействия равняется

31 мм. Расчет электронного КПД дает значение примерно 0,7% при выбранных значениях  $B = 5$  мм и нагруженной добротности рабочих мод 10. Предполагая, что контурный КПД прибора составляет 50%, находим, что максимальная мощность может достигать 2 Вт.

В случае прибора с плотностью тока  $1000 \text{ А/см}^2$  оптимальный угол наклона пучка составляет примерно 0,24°, а длина пространства взаимодействия должна равняться примерно 12 мм. Это позволяет повысить электронный КПД прибора до 2,5% при указанных выше значениях  $B$  и добротности рабочих мод. При контурном КПД прибора 50% максимально достижимая выходная мощность составляет около 70 Вт.

Приведенные характеристики перспективных клинотронов на частоту 1 ТГц суммированы в таблице.

Характеристики перспективных клинотронов

Характеристики клинотрона	Непрерывный режим работы	Импульсный режим работы
Центральная частота	1 ТГц	1 ТГц
Плотность тока пучка	100 А/см <sup>2</sup>	1000 А/см <sup>2</sup>
Ток пучка	0,125 А	1,25 А
Ускоряющее напряжение	5 кВ	5 кВ
Размеры поперечного сечения пучка	0,05• 2,5 мм	0,05• 2,5 мм
КПД	0,7%	2,5%
Максимально достижимая выходная мощность	2 Вт	70 Вт

Следует указать, что приведенные оценки для мощности и КПД в некоторой степени завышены, поскольку они получены без учета влияния разброса электронов по скорости, наличия неоднородностей в распределении плотности пучка, непрямолинейности движения электронов, многомодового характера возбуждения колебаний и некоторых других факторов. Вместе с тем, влияние этих неблагоприятных факторов может быть в значительной степени минимизировано за счет разработки соответствующих технических решений. Хотя разработка и внедрение этих решений потребует достаточно больших усилий, следует отметить, что клинотрон остается одним из наиболее перспективных источников колебаний терагерцового диапазона длин волн.

1. Левин Г. Я., Бородкин А. И., Кириченко А. Я. и др. Клино-трон. - Киев: Наук. Думка, 1992. - 200 с.
2. Лысенко Е. Е., Пишко О. Ф., Чумак В. Г., Чурилова С. А. Состояние разработок клинотронов непрерывного дейст-

вия // Успехи современной радиоэлектрон. Зарубежная радиоэлектрон. - 2004. - №8. - С.3-12.

3. Бузык Л. М., Пишко О. Ф. Возбуждение открытой много-ступенчатой замедляющей системы типа «гребенка» вол-новодом // Радиотехника и электроника. - 1996. - 41, №4. - С.433-440.
4. Пишко О. Ф., Чурилова С. А. Моделирование пространства взаимодействия в клинотронах миллиметровых и субмил-лиметровых длин волн // Успехи современной радиоэлек-трон. Зарубежная радиоэлектрон. - 2004. - №1. - С.10-19.
5. Андрушкевич В. С., Козлов Г. А., Трубецков Д. И. К дву-мерной линейной теории СВЧ приборов О-типа // Изв. ву-зов. Радиофизика. - 1967. - 10, №1. - С.105-113.
6. Schünemann K. and Vavriv D. M. Theory of the Clinotron: A grating backward-wave oscillator with inclined electron beam // IEEE Tran. on ED. - 1999. - 46, №11. - P.2245-2252.
7. Manzhos S., Schuenemann K. and Vavriv D. M. Plasma fre- quency depression coefficients for an electron beam scattering on metallic surfaces // Radio Physics and Radio Astronomy. - 1999. - 4, №1. - P.5-12.
8. Manzhos S., Schuenemann K., Sosnitskiy S. and Vavriv D. M. Clinotron: a promising source for THz regions // Radio Phys- ics and Radio Astronomy. - 2000. - 5, №3. - P.265-273.
9. Vavriv D. M. Potentials of clinotron for THz radiation // RF 2005, 7th Workshop on High Energy Density and High Power RF, June 13-17, Kalamata, Greece, AIP Conf. Proc. - 2005. - 807. - P.367-372.
10. Лысенко Е. Е., Пишко О. Ф., Чумак В. Г., Чурилова С. А. Добротность резонансной линии клинотронов миллимет- рового диапазона // Радиофизика и радиоастрономия. - 2001. - 6, №4. - С.317-322.
11. Kleen W. I. Electronics of Microwave Tubes. - New York: Academic Press, London, 1958. - 280p.
12. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысоко- частотной электронике. - М.: Сов. радио, 1973. - 400 с.
13. Солнцев В. А. О силах, действующих на электронный пучок в лампе с бегущей волной // Журн. техн. физики. - 1968. - 38, №1. - С.109-118.
14. Ваврив Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характери- стики генераторов с распределенным взаимодействием О-типа // Радиотехника и электроника. - 1984. - 29. - С.1571-1579.
15. Ваврив Д. М., Третьяков О. А. Теория резонансных усили- телей с распределенным взаимодействием О-типа. - Киев: Наук. думка, 1989. - 152 с.
16. Андронов А. А., Фабрикант А. Л. Затухание Ландау, ветро- вые волны и свисток // Нелинейные волны. - М.: Наука, 1979. - С.68-83.
17. Евдокименко Ю. И., Лукин К. А., Ревин И. Д. и др. О новом механизме возбуждения генератора дифракционного из- лучения - лазера на свободных электронах // Докл. АН СССР. - 1982. - 265, №2. - С.318-321.
18. Vavriv D. M. and Schünemann K. Amplification regimes of the orotron: A single-resonator amplifier // Phys. Rev. - 1998. - 57. - P.5993-6006.
19. Ваврив Д. М. Анализ движения электронов в резонансной ЛОВ // Радиотехника и электроника. - 1982. - 27. - С.1576-1582.
20. Самсонов Д. Е. Основы моделирования и проектирования многорезонаторных магнетронов. - М.: Сов. радио, 1966. - 248 с.

## THEORY OF THE CLINOTRON

D. M. Vavriv

A review of theoretical results on the development of a self- consistent nonlinear theory of the clinotron is presented. A ma- thematical model of the clinotron is described, conditions of the self excitation of oscillations and the steady-state mode of oscilla- tions are considered by taking into account space charge and tem-

perature effects. Potentials of the clinotron for the further increase of the operating frequency and the output power are analyzed.

**Key words:** clinotron, vacuum devices, millimeter and sub-millimeter wavelength bands, electron-wave interaction, nonlinear theory, space charge, temperature effects.

## ТЕОРІЯ КЛІНОТРОНА

Д. М. Ваврів

Подано огляд теоретичних результатів по розвитку самоузгодженої нелінійної теорії клиноотрона. Надано вивід

математичної моделі клиноотрона, розглянуті умови збудження коливальних та стаціонарний режим коливальних з урахуванням впливу просторового заряду та температурних ефектів. Проаналізовані потенційні можливості клиноотрона з точки зору подальшого підвищення робочої частоти і вихідної потужності.

**Ключові слова:** клиноотрон, вакуумні прилади, міліметровий і субміліметровий діапазон довжин хвиль, електронно-хвильова взаємодія, нелінійна теорія, просторовий заряд, температурні ефекти.

*Рукопись поступила 15 декабря 2006 г.*