

01; 09; 10

© 1991 г.

## КОЛЕБАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА КАК ИСТОЧНИК СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

*Б. А. Альтеркоп, А. А. Рухадзе, А. Ю. Сокулин, В. П. Тараканов*

Методом численного моделирования исследован процесс образования виртуального катода при инжекции сверхпредельного электронного пучка в цилиндрический вакуумный волновод. Показано, что осцилляции виртуального катода возбуждают когерентное излучение большой мощности с легко перестраиваемой частотой. Получены аналитические выражения для определения частоты генерации, номера волноводной моды и эффективности преобразования мощности пучка в мощность излучения. Показано хорошее соответствие аналитических результатов с данными численного и натурального экспериментов.

1. В последнее время в качестве перспективного источника мощного СВЧ излучения рассматривается виркатор — пучковая система с виртуальным катодом [1–3]. Подобную систему отличает достаточно высокий КПД. При большой мощности (порядка гигаватт) ей присущи узкополосность, возможность управления частотой, простота конструкции.

Основное преимущество виркатора перед традиционными СВЧ генераторами — высокая выходная мощность. Если обычные СВЧ приборы имеют принципиальное ограничение по мощности, обусловленное возможностью использования пучков только с допредельными токами, то для виркатора такого ограничения нет, поэтому его мощность ограничивается только возможностями ускорительной техники и электропрочностью конструкции.

Принцип работы виркатора достаточно прост и состоит в следующем. При инжекции в волновод электронного пучка с током, превышающим так называемый предельный вакуумный ток для данного волновода, за анодом ускорителя формируется виртуальный катод (ВК) — облако электронов, заряд которого отражает часть инжектируемого тока. Отраженные электроны пучка колеблются в диоде между истинным и виртуальным катодами. В свою очередь отражение электронов вызывает колебания плотности заряда и местоположения виртуального катода. При этом источником СВЧ излучения являются как колебания виртуального катода, так и осцилляции электронов между катодами.

Следует отметить, что ввиду сильной нелинейности и многопоточности движения рассматриваемая задача поддается только численному анализу, за исключением некоторых частных случаев одномерного движения [4, 5].

Известно [2, 6], что генерация СВЧ, обусловленная осцилляциями электронов в диоде, менее эффективна и имеет более широкий спектр, чем излучение от колебаний виртуального катода. Поэтому в настоящей работе исследуются особенности генерации СВЧ колебаний, обусловленные динамикой виртуального катода. Для того чтобы отделить генерацию СВЧ излучения виртуальным катодом от генерации электронами, осциллирующими в диоде, в работе используется модель, предложенная в [7]. В этой модели пучок инжектируется в волновод через тонкую кольцевую щель в толстом аноде, при этом отраженные от виртуального катода электроны не попадают в щель, а поглощаются в аноде.

Цель настоящей работы — на основе численного моделирования изучить нестационарные процессы, происходящие при инжекции в вакуумный волновод электронного пучка с запредельным током, получить достаточно простые соотношения для определения частоты и КПД генерации, сравнить аналити-

ческие результаты с данными численного моделирования и экспериментальными результатами.

2. Для численного моделирования инжекции и динамики запердельного пучка в волноводе была разработана программа RUBIN [8], в основу алгоритма которой положена 2.5-мерная аксиально-симметричная модель макро-частиц (PIC-метод) с самосогласованным решением трехмерных нестационарных уравнений Максвелла и уравнений движения макрочастиц. Состояние каждой макрочастицы описывается двумя координатами ( $r, z$ ) и тремя компонентами вектора скорости ( $V_r, V_\varphi, V_z$ ). В аксиально-симметричных системах программа позволяет моделировать нестационарные процессы, происходящие при инжекции в волновод электронного пучка с произвольной функцией рас-

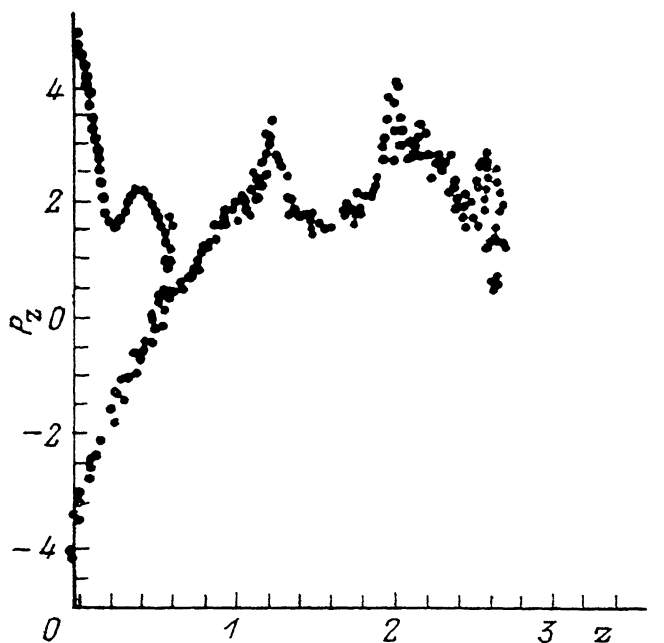


Рис. 1.

пределения по скоростям, любой плотностью тока и зависимостью тока пучка от времени. На систему может быть наложено внешнее магнитное поле произвольной величины — от бесконечно сильного до нулевого. Программа обеспечивает расчет самосогласованной динамики пучка в собственных и внешних полях с точностью (по закону сохранения энергии) порядка 1 %.

В численном эксперименте однородный трубчатый электронный пучок (внешний радиус  $b$ , внутренний  $a$ ) непрерывно инжектируется в цилиндрический вакуумный волновод радиуса  $R$ . Величина продольного внешнего магнитного поля обеспечивает движение электронов вдоль его силовых линий. На расстоянии нескольких радиусов волновода от области формирования виртуального катода прошедший пучок выводится с помощью магнитного поля на стенку волновода. Левый торец, через который инжектируется пучок, и стенки волновода считаются идеально проводящими, на правом торце поставлены граничные условия, соответствующие излучению плоской электромагнитной волны в открытое пространство,

$$H_z = E_z = 0; H_r + E_\varphi = 0; H_\varphi - E_r = 0.$$

При моделировании инжекции в волновод с запердельным током наблюдалась следующая физическая картина. Частицы пучка, тормозясь в поле пространственного заряда, образуют электронное облако высокой плотности — виртуальный катод, отражающий часть электронов к плоскости инжекции. В качестве примера на рис. 1 приведен фазовый портрет, полученный в результате численного моделирования инжекции пучка с током  $I_0 = 100$  кА, энергией

$\geq$  МэВ, радиусом  $b=1$  см, толщной  $(b-a)=0.1$  см в волновод радиусом  $R=2$  см с ведущим магнитным полем 85 кГс. На рисунке отчетливо видны частицы, отраженные от виртуального катода и возвращающиеся на инжектор, а также прошедший пучок, модулированный по продольному импульсу. Модуляция импульса связана с колебаниями электростатического потенциала в области расположения виртуального катода.

Какой механизм лежит в основе генерации СВЧ колебаний? При «запирании» пучка плотность заряда в виртуальном катоде возрастает, что приводит к увеличению абсолютной величины электростатического потенциала, отражающего большее число электронов. При этом частицы, находящиеся справа от максимума потенциала, уходят в продольном направлении и плотность за-

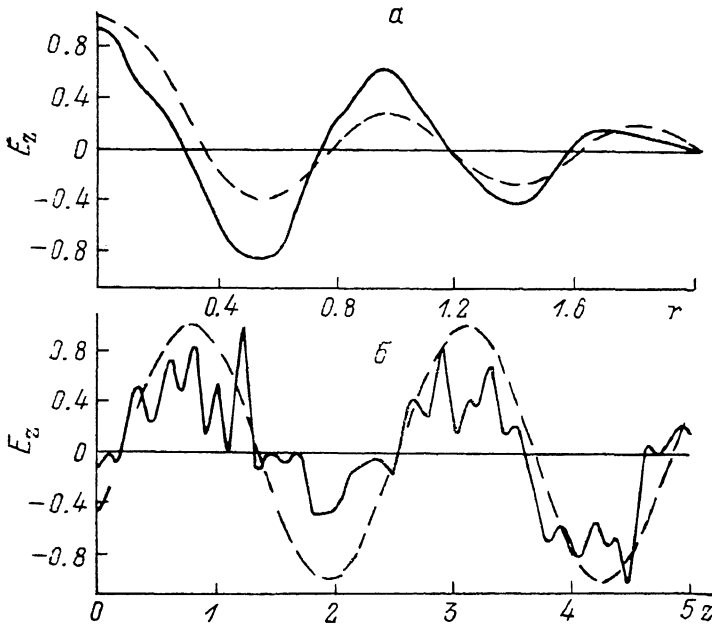


Рис. 2.

ряда в виртуальном катоде начинает снижаться. Это приводит к уменьшению потенциала и «отпиранию» пучка. Таким образом, возникают колебания плотности заряда, а следовательно, и продольного электростатического поля. Изменяющееся во времени поле  $E_z$  возбуждает в волноводе электромагнитную волну, излучаемую через открытый правый торец. Поскольку поперечное движение частиц «заморожено» магнитным полем, то возбуждается только  $E$ -волна с компонентами

$$\begin{aligned}
 E_z &= E_0 J_0(k_{\perp} r) \exp[i(k_z z - \omega t)], \\
 E_r &= E_0 \frac{k_z}{k_{\perp}} J_1(k_{\perp} r) \exp[i(k_z z - \omega t - \pi/2)], \\
 H_{\varphi} &= E_0 \frac{\omega}{ck_{\perp}} J_1(k_{\perp} r) \exp[i(k_z z - \omega t - \pi/2)],
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где  $k_{\perp} = \lambda_m/R$ ,  $\lambda_m$  — корни функции Бесселя нулевого порядка;  $J_0(\lambda_m) = 0$ ;  $k_z^2 = (\omega/c^2) - k_{\perp}^2$ ,  $\omega$  — частота,  $E_0$  — амплитуда волны.

Продольные колебания заряда обуславливают дипольное излучение, интенсивность которого максимальна в радиальном направлении, поэтому можно ожидать, что в (1) поперечные волновые числа  $k_{\perp}$  будут существенно больше продольных  $k_z$ .

При численном моделировании можно отделить электростатическое поле от индукционного, т. е. поля волны, при одновременном решении уравнений Максвелла и уравнения Пуассона. В дальнейшем при обсуждении результатов

моделирования будем понимать под электрическим полем его индукционную (волновую) часть.

На рис. 2, а для указанных выше параметров системы представлена зависимость продольного электрического поля  $E_z$  от радиуса (сплошная линия) и соответствующая пятой моде функции Бесселя нулевого порядка  $J_0(\lambda_5 r/R)$  (штриховая линия). Отсюда можно определить волновое число  $k_{\perp} = \lambda_5/R = 7.46$  1/см. Рис. 2, б показывает зависимость поля  $E_z$  от продольной координаты  $z$  при фиксированном  $r$  (сплошная линия) и соответствующую данной длине волны функцию  $\sin(k_z z + \varphi_0)$  (штриховая линия). Для указанных параметров  $k_z = 2.65$  1/см. Определяя таким образом волновые числа, для частоты генерации получим  $f = (c/2\pi)\sqrt{k_z^2 + k_{\perp}^2} = 37.8$  ГГц.

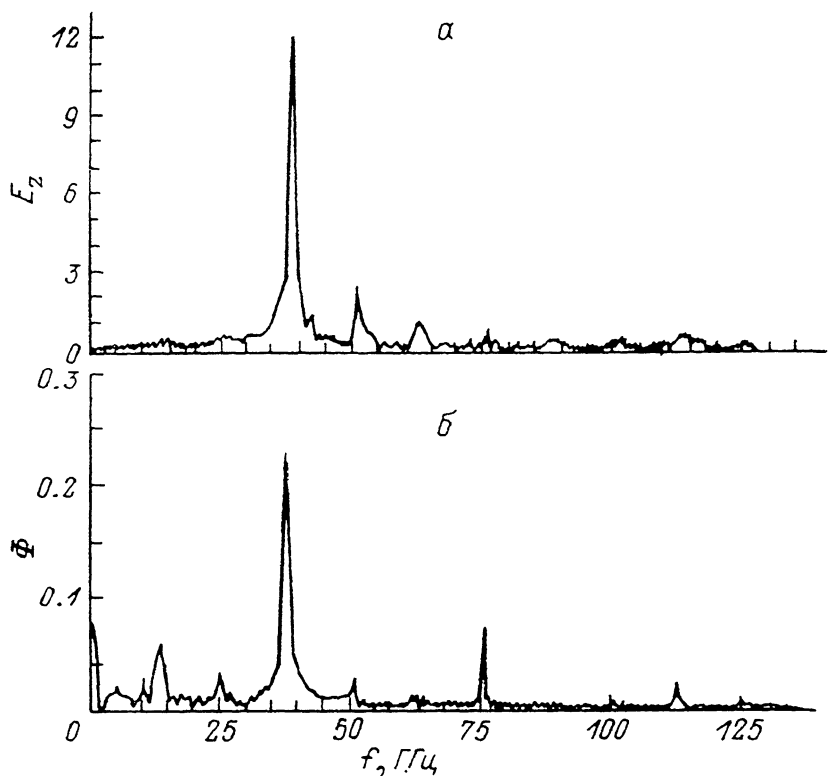


Рис. 3.

Изменение продольного электрического поля во времени вблизи выходного торца характеризуется следующими особенностями. В начальный период, соответствующий времени распространения волн, колебания практически отсутствуют, а затем амплитуда колебаний увеличивается и выходит за квазистационарное значение, определяемое балансом возбуждения СВЧ пучком и уходом излучения через правый торец волновода. При этом наблюдается амплитудная модуляция СВЧ колебаний, обусловленная биениями, причина которых неточное совпадение частот электромагнитной волны и колебаний заряда виртуального катода. Амплитуда возбуждаемой электромагнитной волны весьма высока: при энергии пучка 2 МэВ напряженность электрического поля достигает 15 МВ/см.

На рис. 3 приведены спектральные характеристики колебаний поля электромагнитной волны вблизи выходного торца (а) и колебаний электростатического потенциала в области виртуального катода (б). Идентичность данных спектров подтверждает то, что источником электромагнитного излучения являются колебания потенциала в виртуальном катоде.

Основная частота излучения  $f = 38$  ГГц, что соответствует приведенному выше расчету. Отметим также высокую монохроматичность излучения  $\Delta f/f \sim 3\%$ .

В ходе расчетов определялся КПД генерации  $\eta$  как отношение мощности излучения к исходной мощности пучка. Мощность излучения вычислялась интегрированием вектора Пойтинга по сечению волновода у его правой границы

$$P = \frac{c}{4\pi} \int_0^R (E_r H_\varphi - E_\varphi H_r) 2\pi r dr. \quad (2)$$

В квазистационарном режиме эффективность для данных параметров достигала  $\sim 9\%$ . Поскольку мощность пучка  $U \cdot I = 200$  ГВт, то мощность излучения составляет примерно 18 ГВт.

3. Для эффективного управления выходными характеристиками генератора желательно иметь в аналитическом виде их функциональные зависимости от основных параметров пучка и системы. В рассматриваемом случае естественно считать, что частота генерации  $\omega = kc$ , где  $k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$ , должна быть близка к электронной плазменной частоте продольных (а не поперечных, как принято в [1, 3, 6, 7]) колебаний виртуального катода

$$\omega = kc \approx \omega_e = \left( \frac{4\pi e^2 n}{m \gamma^3} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь  $n$  и  $\gamma$  — плотность и релятивистский фактор частиц в виртуальном катоде.

Поскольку вклад в плотность заряда дают как прямой, так и отраженный потоки, то для определения  $n$  из условия сохранения толщины и радиуса замагниченного пучка перед виртуальным катодом имеем

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\beta_0}{\beta} \left( 2 - \frac{I_t}{I_0} \right), \quad (4)$$

где индексом нуль обозначены значения тока, плотности и скорости ( $\beta_0 = v_0/c$ ) частиц в плоскости инжекции;  $I_t$  — ток, прошедший за виртуальный катод.

Отметим, что для трубчатого пучка транспортируемый ток совпадает с предельным вакуумным током

$$I_t = I_l = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}{\frac{\Delta}{b} + 2 \ln R/b}, \quad (5)$$

где  $\Delta = (b - a)$  — толщина пучка.

Из (3), (4), полагая в области виртуального катода  $\gamma = \gamma_0^{1/2}$ ,  $n_0 = I_0 / (ev_0' 2\pi b \Delta)$ , имеем

$$\omega = 2 \frac{c}{b} \sqrt{\frac{b}{\Delta} \frac{e I_0}{m c^3} \left( 1 - \frac{I_t}{2 I_0} \right) \frac{1}{\gamma_0^{2/3} (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}}}. \quad (6)$$

Отсюда, в частности, следует, что при  $I_0 \gg I_t$  и  $\gamma_0 \gg 1$  частота излучения

$$\omega \approx 2 \frac{c}{b} \sqrt{\frac{b}{\Delta} \gamma_0 \frac{e I_0}{m c^3}} = \left( \frac{8\pi e^2 n_0}{m \gamma_0} \right)^{1/2}$$

и не зависит от радиуса волновода.

Мощность, передаваемая от пучка в электромагнитную волну, пропорциональна работе поля  $E \cdot V$ , где  $E$  — электрическое поле волны,  $V$  — скорость частиц, совершающих осцилляции в виртуальном катоде. Очевидно, что в волноводе будут возбуждаться и усиливаться лишь электромагнитные волны, соответствующие собственным модам. При этом важное значение имеет радиальное положение пучка в волноводе: в зависимости от величины отношения  $R/b$  пучок может возбуждать моды с различными  $k_x$ . Номер моды  $m$  определяет пространственное распределение электрического поля согласно соотношениям (1). В случае тонкого трубчатого пучка и сильного ведущего магнитного поля взаимодействие пучка с волной локализовано на радиусе пучка  $b$ . Поэтому возбуждаться могут лишь те волноводные моды, для которых  $E(b) \neq 0$ . Далее, поскольку в сильном магнитном поле частицы в виртуальном катоде совершают

продольные колебания, то во взаимодействии участвует продольная компонента поля  $E_z$ , пропорциональная  $J_0(k_{\perp}r)$ . Пользуясь тем, что экстремумы функции  $J_0(k_{\perp}r)$  совпадают с нулями функции  $J_1(k_{\perp}r)$ , запишем условие возбуждения  $m$ -й моды в виде

$$J_1(k_{\perp m}b) = 0$$

или

$$\mu_i = \frac{b}{R} \lambda_m, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (7)$$

где  $\mu_i$  — корень функции  $J_1$ .

Таким образом,  $m$ -я мода возбуждается, если значение правой части выражения (7) близко к какому-либо корню  $\mu_i$ .

Условие (7) можно представить в более удобном виде, если воспользоваться асимптотической формулой для функции Бесселя порядка  $\nu$ ,

$$J_{\nu}(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right), \quad (8)$$

справедливой при больших  $x$ . Отсюда

$$\lambda_m \approx \pi\left(m - \frac{1}{4}\right), \quad \mu_i \approx \pi\left(i + \frac{1}{4}\right), \quad (9)$$

а из (7) получим

$$i = \frac{b}{R}\left(m - \frac{1}{4}\right) - \frac{1}{4}. \quad (10)$$

Теперь условие возбуждения можно сформулировать следующим образом:  $m$ -я мода может возбуждаться, если значение правой части выражения (10) близко к целому числу, и соответственно не возбуждается, если оно близко к полужелому числу.

В качестве примера рассмотрим случай  $R/b=2$ , исследованный в численном эксперименте. В таблице приведены значения правой части выражения (10) для различных мод.

Легко убедиться, что условие возбуждения выполняется лишь для нечетных мод.

Условие (10) определяет набор мод, которые могут возбуждаться в волноводе. Из этого набора пучок раскачивает моду, наиболее точно удовлетворяющую условию резонанса (3)

$$\lambda_m = \frac{\omega_e}{c} R.$$

Для  $m > 2$ , используя (9), данное условие можно представить в виде

$$m = \frac{1}{4} + \frac{\omega_e}{\pi c} R.$$

Из этого выражения видно, что номер возбуждаемой пучком моды возрастает с увеличением тока:  $m \sim I_0^{1/2}$ . При этом переход от одной возбуждаемой моды с частотой  $\omega_1$  к следующей с частотой  $\omega_2$  происходит при выполнении условия

$$2\omega_e^2 = \omega_1^2 + \omega_2^2. \quad (11)$$

Описанное правило определения частоты генерации графически представлено на рис. 4, где приведена зависимость частоты осцилляций виртуального катода, определенная по формулам (5), (6), от тока инжекции  $I_0$  для следующих параметров генератора: энергия пучка 0.5 МэВ,  $b=1$  см,  $\Delta=0.1$  см,  $R=2$  см. Штриховой линией показаны волноводные моды, удовлетворяющие условиям возбуждения (10) с учетом (11). Звездочки соответствуют результатам численного моделирования. Можно отметить хорошее качественное и количественное согласие аналитических результатов с данными численного эксперимента.

Таким образом, частота излучения, генерируемого виркатером, может быть

с хорошей точностью определена по формулам (5), (6) с учетом условия возбуждения (10).

4. Рассмотрим теперь эффективность преобразования мощности пучка в мощность СВЧ излучения. КПД этого процесса  $\eta$  в квазистационарном режиме определим как отношение усредненной мощности в излучении к исходной мощности в пучке. Из (1), (2) и (8) имеем

$$\eta = k_z R \cdot \frac{\omega}{2\pi} \frac{eE_0^2}{k_{\perp}^2 mc^2 (\gamma_0 - 1) I_0}, \quad (12)$$

где  $E_0 = E_z(r=0)$  — амплитуда поля в волне.

Учитывая, что источником излучения являются колебания заряда виртуального катода, для определения амплитуды волны воспользуемся дипольным приближением

$$|E_0| = \frac{1}{c^2 b} \left| \frac{d^2}{dt^2} (d_z) \right|, \quad (13)$$

где  $d_z$  —  $z$ -компонента дипольного момента виртуального катода.

Амплитуду переменной составляющей дипольного момента определим исходя из параболической зависимости от  $z$  переменной составляющей погонной плотности заряда в области виртуального катода

$$\bar{N}(z) = 2\pi \int \bar{\rho}(r, z) r dr = N_{\max} \frac{z}{z_*} \left( 2 - \frac{z}{z_*} \right), \quad (14)$$

$$d_{\max} = \int_0^{2z_*} \bar{N}(z) z dz = \frac{4}{3} z_*^2 N_{\max}. \quad (15)$$

Здесь  $z_*$  — расстояние до виртуального катода (минимума потенциала).

Для определения амплитуды колебаний заряда  $N_{\max}$  следует учесть, что в квазистатическом приближении виртуальный катод в случае трубчатого пучка пропускает ток, равный предельному для данной системы. Из решения уравнения Пуассона для трубчатого пучка радиуса  $b$  в цилиндрическом резонаторе радиуса  $R$  и длины  $L$ , для величины  $z_*$  и предельного тока  $I_l$  следует<sup>1</sup>

$$z_* \approx \frac{R}{\lambda_1} \sqrt{I_a/I_0}, \quad I_a = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{2 \ln R/b},$$

$$I_l = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{\frac{\Delta}{b} + 2 \ln R/b} \frac{1}{1 - \operatorname{sech}(1.2L/R)}. \quad (16)$$

Увеличение заряда в виртуальном катоде на половине периода колебаний приводит к частичному запираанию предельного тока, проходящего через ВК. Определяя коэффициент запираания как отношение отраженного тока ( $I_0 - I_l$ ) к инжектируемому  $I_0$  для определения амплитуды колебаний заряда имеем

$$\int_0^{2z_*} \bar{N}(z) dz = I_l \left( 1 - \frac{I_l}{I_0} \right) \int_0^{\pi/\omega} \sin \omega t dt$$

или

$$N_{\max} \approx I_l \left( 1 - \frac{I_l}{I_0} \right) \frac{3}{2\omega z_*}, \quad (17)$$

где  $\omega$  — частота колебаний ВК, которые в соответствии с численными результатами будем считать гармоническими.

Из (12)–(17), полагая  $\omega \approx k_{\perp} c$ , находим

$$E_0 = I_l \left( 1 - \frac{I_l}{I_0} \right) \sqrt{\frac{I_a}{I_0}} \frac{2\omega}{c^2} \left( \frac{R}{\lambda_1 b} \right),$$

<sup>1</sup> Подробное изложение решения будет опубликовано отдельно.

$$\eta = \left(\frac{I_t}{I_0}\right)^2 \left(1 - \frac{I_t}{I_0}\right)^2 \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}{(\gamma_0 - 1)} \frac{k_z R}{\pi \ln R/b} \left(\frac{R}{r_1 b}\right)^2. \quad (18)$$

Из полученного соотношения следует, что максимальный КПД достигается при  $I_0 = 2I_t$ , причем при  $L \gg R$  КПД не зависит от длины резонатора.

Отметим также, что мощность излучения

$$P = \eta \frac{mc^2}{q} (\gamma_0 - 1) I_0 \quad (19)$$

достигает максимального значения при  $I_0 = 3I_t$ . Наличие максимума в зависимости  $P(I_0)$  и  $\eta(I_0)$  обусловлено тем, что дипольный момент (15), определяющий амплитуду электромагнитной волны, при относительно небольшом

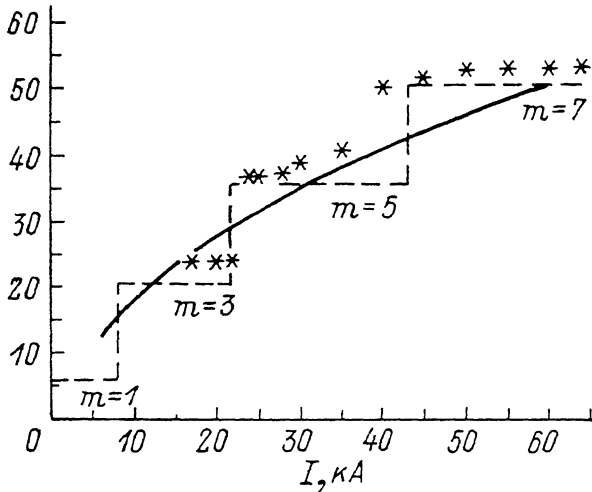


Рис. 4.

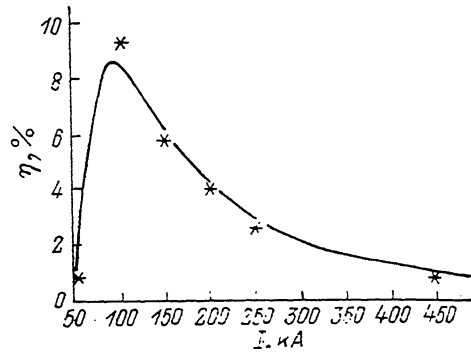


Рис. 5.

токе ( $I_0 \approx I_t$ ) уменьшается из-за малости амплитуды колебаний заряда диполя (17), а при большом токе ( $I_0 \gg I_t$ ) — из-за малости размеров диполя ( $z_*$ ).

Для указанных выше параметров пучка и системы зависимость КПД генерации от инжектируемого тока представлена на рис. 5. Сплошная кривая соответствует здесь расчету по формуле (18), звездочками отмечены результаты численного моделирования. Хорошее соответствие аналитических и численных результатов указывает на достаточную точность соотношения (18).

5. Эксперимент в условиях, близких к рассматриваемым в данной работе, описан в [2]. В этой работе трубчатый электронный пучок с током  $I_0 \approx 40$  кА, энергией частиц  $\varepsilon = 1.4 - 2.2$  МэВ и радиусом  $b = 3$  см инжектировался через кольцевую щель шириной 0.5 см в цилиндрический волновод радиуса  $R = 9$  см. Система находилась в продольном магнитном поле с индукцией  $B = 9.3$  кГс. Толщина анода и величина магнитного поля обеспечивали существенное уменьшение потока отраженных электронов в диод.

В эксперименте зарегистрировано излучение мощностью  $P = 1.4$  ГВт на частоте  $f = 3.9$  ГГц и несколько сот мегаватт в гармониках. Основная мода излучения идентифицирована как  $TM_{02}$ . При этом через виртуальный катод проходил ток  $I_t = I_1 = 20$  кА, который затем выводился на стенки волновода.

В условиях эксперимента естественно считать, что толщина пучка определяется ларморовским радиусом электронов. Поскольку в области виртуального катода поперечная скорость частиц порядка продольной, то

$$\Delta \approx \frac{mc^2}{eB} (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}.$$

Полагая  $\gamma_0 = 4.5$  ( $\varepsilon = 1.7$  МэВ), что соответствует, согласно (16), предельному току  $I_t = 20$  кА, получим  $\Delta \approx 1$  см. Подставляя параметры эксперимента в (6), получим

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \approx 3.76 \text{ ГГц},$$



что хорошо согласуется с экспериментальным значением. Из (10) следует, что условие возбуждения выполняется для моды  $m=2$  ( $TM_{02}$ ), причем  $k_{\perp}=0.61$  1/см и  $k_z=0.46$  1/см. Наконец, с помощью (18), (19) находим  $P \approx 2.7$  ГВт,  $\eta \approx 4\%$ , тогда как в эксперименте  $P \approx 1.4$  ГВт и соответственно  $\eta \approx 2\%$ .

Отличие в излучаемой мощности может быть связано, во-первых, с неучетом мощности, излучаемой другими гармониками, и, во-вторых, с неоптимальным значением магнитного поля, что приводит к потерям энергии части электронов в режиме осцилляций между реальным и виртуальным катодами. Отметим также, что довольно низкая эффективность, полученная в эксперименте (2%), обусловлена, как следует из (18), большим зазором между пучком и стенкой волновода, что привело к уменьшению  $I_r$  и, следовательно, амплитуды поля  $E_0$ .

### Список литературы

- [1] *Sze H., Benford J., Woo W.* // Proc. of the 6<sup>th</sup> Intern. Conf. on High-power Particle Beams. Kobe (Japan), 1986. P. 515—518.
- [2] *Davis H. A., Faehl R. I., Kadisk A.* et. al. // Proc. of the 6<sup>th</sup> Intern. Conf. on High-power Particle Beams. Kobe (Japan), 1986. P. 519—522.
- [3] *Faehl R. J.* et. al. // Proc. of the 6<sup>th</sup> Intern. Conf. on High-power Particle Beams. Kobe (Japan), 1986. P. 556—559.
- [4] *Birdsall C. K., Bridges W. B.* // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. N 12. P. 2611—2618.
- [5] *Bridges W. B., Birdsall C. K.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 10. P. 2946—2955.
- [6] *Kwan T., Thode L.* // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27 (7). P. 1570—1572.
- [7] *Kwan T.* // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27 (1). P. 228—232.
- [8] *Сокулин А. Ю., Тараканов В. П.* Препринт ИВТАН, № 6-236. М., 1988.

Институт общей физики  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
12 декабря 1988 г.  
В окончательной редакции  
4 апреля 1991 г.