

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

П. Голубков

Предложена новая теория электронных генераторов сверхвысоких частот, базирующаяся на следующих идеях автора. 1) Характер электронных процессов и механизм поддержания колебаний идентичны во всех сверхвысококачественных генераторах (клистрон, генератор с тормозящим полем, магнетрон). Роль первичного механизма играет непрерывный электронный поток, в котором, благодаря особым условиям его использования, протекает процесс фазовой фокусировки; в силу этого устанавливается необходимое взаимодействие потока с элементами колебательной системы. 2) С кинематической точки зрения, физика сверхвысоких частот может рассматриваться как развитие и практическое применение электронной оптики.

Разработан обладающий достаточной общностью метод исследования состояния электронного потока путем введения понятия о движущемся фокусе и изучения перемещения фокусов в потоке.

Показана возможность, исходя из принятой картины внутреннего механизма, объяснить с электронно-оптической точки зрения все характерные особенности сверхвысококачественных генераторов различных типов, а именно:

Изучен случай дрейфа электронного потока; выводы применены к исследованию электронно-лучевого генератора типа «клистрон»; установлена аналогия поведения последнего с генератором Баркгаузена.

Изучен случай фокусировки электронного потока в постоянном и переменном тормозящих полях; результаты применены к исследованию генераторов с тормозящим полем линейным и радиальным потоками (схема Баркгаузена). Показана возможность при помощи электронно-оптической теории объяснить все специфические особенности схемы Баркгаузена - дискретность областей колебаний, расположение центров областей (соотношение Баркгаузена), возникновение «карликовых» волн. Показано, что для случая самовозбуждения фазовой линзы поведение генератора при наличии переменного тормозящего поля может быть описано теми же соотношениями, как и в случае постоянного тормозящего поля. Для генераторов с «двусторонним» возбуждением обнаружен закон распределения центров областей колебаний в плоскости $-U_A, U_G$.

Изучена фокусировка потока в электрическом и магнитном полях; результаты применены к исследованию поведения генератора с тормозящим полем в слабых магнитных полях; установлена закономерность для сдвига центров областей колебаний, подтвержденная экспериментом. Построена электронно-оптическая теория магнетрона со сплошным анодом. Объяснены закономерности, которым подчиняется его поведение.

До настоящего времени для генерирования сверхвысоких частот используется, как известно, три метода: метод тормозящего поля, магнетрон и появившиеся за последние годы электронно-лучевые генераторы различных конструкций.

Вопрос о физической картине электронных процессов, протекающих в генераторах сверхвысоких частот, и механизме поддержания колебаний в них был предметом многих исследований. Однако, несмотря на обилие теоретических попыток, этот основной вопрос не может до настоящего времени считаться выясненным. Предложенные до сих пор и достаточно хорошо известные теории, базируясь обычно на изучении движения одного (изолированного) электрона в электрических и магнитных полях данного генератора, рассматривали с точки зрения внутренних процессов каждый из известных нам методов генерирования как метод в достаточной степени индивидуальный, с единственно ему присущими особенностями и характерным для него электронным механизмом; тем более не было речи о какой-либо схеме внутренних процессов, общей для всех видов сверхвысокочастотных генераторов.

Основные идеи предлагаемой автором новой точки зрения заключаются в следующих положениях.

1. Характер электронных процессов и механизм поддержания колебаний идентичны во всех сверхвысокочастотных генераторах. Роль первичного механизма в них играет непрерывный электронный поток, в котором, благодаря особым условиям его использования, протекает процесс фазовой фокусировки; в силу этого устанавливается необходимое взаимодействие потока с элементами колебательной системы, которое и поддерживает колебательное состояние последней. Изложенная точка зрения приводит, естественно, к объединению всех известных типов сверхвысокочастотных генераторов в единую группу электронно-лучевых устройств и позволяет осуществить попытку построения их обобщенной теории.

2. С кинематической точки зрения физика сверхвысоких частот может рассматриваться как развитие и вместе с тем практическое применение электронной оптики. Слияние в одну стройную систему этих двух областей дает, вероятно, возможность развить сверхвысокочастотную физику в своеобразном направлении - путем применения в этой области не использованных еще в ней достижений электронной оптики.

Развитие намеченных выше основных положений требует, прежде всего, детального исследования кинематики «электронно-оптических» процессов, которые будут протекать в непрерывном электронном потоке в тех условиях, в которых этот поток используется в сверхвысокочастотных генераторах, и исследования роли, которую они могут играть в работе генератора. Критерием правильности новой точки зрения и общности предлагаемого электронного механизма является, конечно, возможность объяснить при помощи новых представлений характерные особенности, которыми обладают известные нам типы генераторов.

В силу этих соображений, в работах автора, законченных в течение последних двух лет и являющихся непосредственным продолжением и развитием тех основных положений, которые схематически изложены в первом сообщении [1], основное внимание было уделено именно кинематической стороне процессов как той основе, на которой строится физическая картина или модель явления.

Результаты этих работ кратко излагаются ниже.

Общим и характерным признаком всех интересующих нас случаев является то обстоятельство, что электронный поток перед его использованием подвергается на некотором этапе своего пути воздействию переменного электрического поля той или иной конфигурации или комбинированного переменного электрического и постоянного магнитного полей. Это воздействие существенным образом меняет структуру потока; последний перестает быть «монокроматическим», то есть отдельные его элементы, принимающие участие в дальнейшем процессе, будут обладать различными по величине скоростями, совокупность которых образует некоторый «спектр скоростей». Такой поток получил наименование «модулированного».

То или иное изменение структуры потока определяет и все дальнейшее его поведение. Задача изучения такого потока в самом общем случае очевидно представляет собой обобщенную задачу кинематической электронной оптики и заключается в том, чтобы охарактеризовать при помощи соответствующим образом выбранных величин состояние модулированного потока в любой заранее заданный момент и исследовать возможные изменения этого состояния во времени.

Для решения этой задачи автором был предложен метод, обладающий, как оказалось, достаточной общностью. Сущность этого метода заключается в следующем.

Пусть электронный пучок, эмитированный катодом K и движущийся в положительном направлении оси x (рис. 1), пробегает первоначально на пути KLL разность потенциалов $U_0 + U_1 \varphi(t) = U_0 [1 + \xi \varphi(t)]$ и вступает далее в пространство LA . Устройство LL представляет собой фазовую линзу, поверхности которой, в зависимости от конструкции, частично или полностью проницаемы для электронов; в частном случае они сливаются в одну поверхность, потенциал которой меняется во времени по указанному закону.

Рассматривая электронный поток, вступающий в пространство LA , как непрерывную последовательность элементарных электронных групп и относя к данной группе электроны, прошедшие фазовую линзу за время dt и обладающие в момент вступления в LA скоростями, лежащими в пределах от v_e до $v_e' = v_e + (dv_e/dt)dt$, имеем для плотности заряда в данной группе (впредь будем характеризовать ее «входной» скоростью $v_e = [(2e/m)U_0]^{1/2} [1 + \xi \varphi(t)]^{1/2} = v_0 a^{1/2}$):

$$\rho_v = ne_0 dt / (|dx|S), \quad (1)$$

где n - число электронов, проходящих поверхность L за единицу времени, $|dx|$ - протяженность группы и S - поперечное сечение электронного пучка. (Для простоты предполагаем в дальнейшем $n = \text{const}$, $S = 1$.)

Если в общем случае в пространстве LA создано электрическое поле, напряженность которого также меняется со временем по некоторому закону $E = f(t) = E_0 [1 + \xi_1 \varphi_1(t)]$, то «путевые» скорости электронов v_{e1} и v_{e1}' будут, очевидно, зависеть как от «входных» скоростей, так и от ускорения $a = \psi(E)$, приобретаемого электронами в поле. Определяя протяженность данной группы как разность путей, пройденных ее граничными электронами к моменту времени t , найдем:

$$|dx| = \left| \int_{t_e}^t v_{e1} dt - \int_{t_e+dt}^t v_{e1}' dt \right| = |\Phi(U_0, E_0, \xi, \xi_1, dv_e/dt, t_e, t)| dt, \quad (2)$$

а следовательно,

$$\rho_v = ne_0 / |\Phi|. \quad (3)$$

Изменение Φ со временем определяет изменение состояния группы на пути ее следования, а именно, - ее сжатие или растяжение, сопровождаемое соответственным изменением плотности заряда (рис. 1). Условие $\Phi = 0$ характеризует так

называемую «фокусировку» группы [2], которая заключается в том, что все электроны, составляющие группу, располагаются в некоторый момент времени $t=t_F$ в плоскости, перпендикулярной движению потока (в действительности, плотность при фокусировке будет конечной, но знание точной величины ее не имеет существенного значения при рассмотрении кинематической стороны процессов).

Из условия $\Phi=0$ может быть определено или фокусное расстояние группы x_F , то есть расстояние от линзы до места фокусировки - фокальной плоскости, или время фокусировки $\tau_F=t_F-t_e$.

Если Φ является непрерывной функцией t_e (хотя бы для определенного интервала изменения этой величины), то, при соответствующих условиях в отношении величины a и dv_e/dt в электронном потоке, в пространстве LA устанавливается весьма своеобразный непрерывный процесс, заключающийся в том, что вслед за одним фокусом в непосредственной от него близости возникает другой, в то время как предыдущий начинает «рассасываться». Эту непрерывную во времени и пространстве последовательность фокусов автор предложил рассматривать как один фокус, перемещающийся в потоке в известном направлении и с известной скоростью.

Хотя в целом ряде случаев электронные группы при своем перемещении в потоке могут накладываться друг на друга, однако распределение плотности заряда вдоль потока, то есть состояние потока как целого, может быть в первом приближении (достаточном для поставленных целей) охарактеризовано для любого момента времени расположением фокусов в нем, иначе говоря, расположением фокусирующихся в этот момент электронных групп. Изменение же состояния потока во времени описывается с достаточной полнотой направлением и скоростью перемещения фокусов, то есть их пространственно-временными траекториями.

Эти перемещающиеся в потоке электронные «сгущения» и являются той особенностью потока, которая дает возможность использовать его в качестве первичного механизма для периодической подкачки энергии к элементам колебательной системы в форме соответствующих импульсов.

Таким образом, рассмотрение и анализ работы сверхвысокочастотных устройств с электронным потоком в роли первичного механизма сводится к изучению поведения потока в каждом заданном случае (изучению пространственно-временных траекторий фокусов в нем) и установлению условий необходимого взаимодействия потока с колебательной системой.

Простейшим является тот случай, когда в пространстве фокусировки LA отсутствует электрическое поле, и электронный поток движется в нем лишь по инерции. Этот случай реализуется, в частности, в электронных генераторах типа «клистрон», принципиальная схема которого дана на рис. 2. Фазовая линза LL и колебательный контур KK , связанные друг с другом, представляют собой обычно тороидальные, объемные резонаторы.

Если принять $U=U_0+U_1\sin\omega t_e=U_0(1+\xi\sin\omega t_e)$, то уравнение пространственно-временной траектории фокуса в данном случае будет

$$x_F = \frac{v_e^2}{dv_e/dt} = \frac{2v_0}{\xi\omega} \frac{(1+\xi\sin\omega t_e)^{3/2}}{\cos\omega t_e}, \quad (4)$$

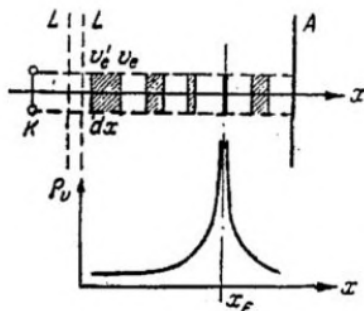


Рис. 1

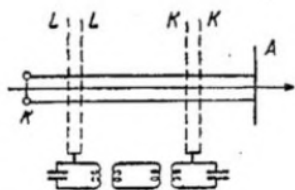


Рис. 2

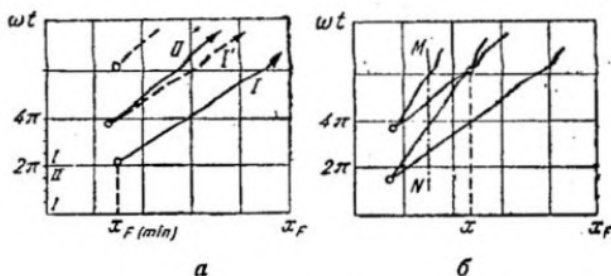


Рис. 3

$$\tau_F = \frac{v_e}{dv_e/dt} = \frac{2}{\xi\omega} \frac{1 + \xi \sin \omega t_e}{\cos \omega t_e},$$

Форма траектории показана на рис. 3, а; ветви I и II описывают движение фокусов, возникновение и перемещение которых обусловлено фокусировкой групп, выходящих из фазовой линзы соответственно в течение первой и последней четверти периода управляющего напряжения U (группы, для которых $\pi/2 \leq \omega t_e \leq 3\pi/2$, а следовательно, $dv_e/dt < 0$, не образуют фокусов, точнее - дефокусируются); пунктиром изображены аналогичные траектории для второго периода. При установившемся режиме в пространстве фокусировки будет, очевидно, протекать процесс, представляемый «парными» траекториями, каковы, например, I' и II', то есть состояние электронного потока в рассматриваемом случае характеризуется тем, что на расстоянии $x_{F(\min)}$ от линзы будут периодически и практически одновременно возникать два фокуса, образуя сгущение с относительной удвоенной плотностью заряда; оба фокуса перемещаются почти равномерно в положительном направлении оси x с различными скоростями, постепенно увеличивая свое взаимное расстояние. Так как $x_{F(\min)} = 2v_0/\xi\omega$ и $\tau_{F(\min)} = 2/\xi\omega$ («фаза выхода» группы, фокусирующейся на минимальном расстоянии от линзы, $\omega t_e = 0$), то координаты начала парных траекторий могут быть изменяемы в довольно широких пределах путем изменения режима (U_0, ξ, ω), так же как и скорости перемещения фокусов в потоке.

При соответствующем подборе режима может быть получена картина, изображенная на рис. 3, б и имеющая следующие характерные особенности: 1) кроме сгущения с удвоенной плотностью, возникающего периодически на расстоянии $x_{F(\min)}$ от линзы, будет также периодически возникать сгущение с удвоенной плотностью заряда на расстоянии x от линзы; 2) в пространстве фокусировки всегда можно найти поверхность (MN), через которую движущиеся фокусы проходят с частотой, вдвое большей частоты управляющего напряжения, а следовательно, частота импульсов, сообщаемых некоторому колебательному контуру, расположенному в плоскости MN, будет равна 2ω . Это обстоятельство может быть использовано для построения удвоителя частоты.

Для наиболее эффективного обмена энергией между электронным потоком и колебательной системой (тороидальным резонатором в случае клистрона) с целью поддержания колебательного состояния последней необходимо, очевидно, чтобы система была расположена на расстоянии $x_{F(\min)}$ или на расстоянии x от линзы и чтобы электронные сгущения возникали между поверхностями резонатора в моменты, когда электрическое поле в этом пространстве - тормозящее и напряженность его достигает амплитудного значения. Это приводит к следующим «пространственному» и «фазовому» условиям оптимального взаимодействия (в предположении, что разность фаз полей линзы и колебательной системы $\Delta = \pi$ и что система находится на расстоянии $x_{F(\min)}$ от линзы):

$$l = x_{F(\min)} = 2v_0/\xi\omega, \quad (5)$$

$$\omega t_F = 2n\pi + \pi/2, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Первое из этих условий, полученное в свое время иным путем Люди [3], представляет собой «характеристическое уравнение» генератора и может быть легко приведено к виду

$$\lambda = 1570\xi/U_0^{1/2}. \quad (7)$$

Второе условие дает:

$$\text{при } n = 1 \quad \xi = \xi_1 = 0.26 \quad (8)$$

$$\text{при } n = 2 \quad \xi = \xi_2 = 0.14 \quad \text{и т.д.}$$

Этот интересный результат имеет следующий физический смысл.

1. Если система может генерировать колебания лишь с длиной волны λ , то при сделанных выше предположениях относительно величин l и Δ оптимальное взаимодействие потока с системой, отвечающее, вообще говоря, максимальной колебательной энергии, будет иметь место или при $\xi = \xi_1 = 0.26$ и U_0 , определяемом из соотношения $\lambda = 1570 \cdot 0.26 / U_0^{1/2}$, то есть $U_0 = (408)^2 l^2 / \lambda^2$, или при $\xi = 0.14$ и $U_0 = (220)^2 l^2 / \lambda^2$.

Колебания в этих случаях можно назвать колебаниями первого, второго и т.д. порядков. В действительности необходимое (но не оптимальное) взаимодействие потока с системой может происходить при всех тех режимах, которые обуславливают возникновение фокуса в пространстве между плоскостями резонатора в один из моментов того интервала времени, на протяжении которого поле в этом пространстве является тормозящим; это соображение позволяет легко установить указанным выше путем границы для ξ и U_0 , в которых осуществляется необходимый для поддержания колебаний энергетический обмен. Эти границы по U_0 определяют так называемые «области колебаний» (первого, второго и т.д. порядков), которые в данном случае должны наблюдаться при изменении U_0 ; области колебаний удобно характеризовать величиной λ , остающейся неизменной на протяжении данной области.

2. Пусть объемный резонатор заменен системой, имеющей некоторый линейчатый спектр собственных частот, и пусть эта система возбуждается только на колебаниях первого порядка ($\xi = \text{const} = 0.26$). При непрерывном изменении U_0 будут и в данном случае наблюдаться области колебаний, соответствующие теперь различным собственным частотам; их максимумы интенсивности (центры областей) расположатся в плоскости $\lambda - U_0$ на кривой I : $\lambda^2 U_0 = (408)^2 l^2$. Если возможно возбуждение на тех же частотах колебаний второго порядка, то наряду с первой группой появится вторая группа областей, характеризуемых соответственно теми же величинами λ ; их центры располагаются на кривой II : $\lambda^2 U_0 = (220)^2 l^2$. Ожидаемый результат экспериментальных наблюдений схематически представлен на рис. 4. Так как соотношение (7) вполне аналогично известному уравнению Баркгаузена, то кривые I и II могут быть названы баркгаузеновскими кривыми первого и второго порядков.

Таким образом, генератор типа «клистрона», то есть генератор с линейным электронным потоком, фазовой линзой и отдельным колебательным контуром, должен, в сущности говоря,

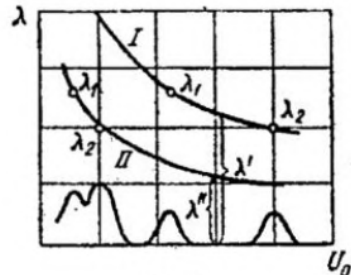


Рис. 4

обладать всеми специфическими особенностями, присущими и хорошо известному генератору Баркгаузена (то же характеристическое уравнение, та же дискретность областей колебаний и возможность распределения этих областей по группам, внутри каждой из которых характерной является величина $\lambda U_0^{1/2}$).

Некоторые из указанных выше свойств (соотношение $l=2(v_0/\xi\omega)$ и наличие лишь одной области колебаний с определенной λ в случае объемного резонатора в роли колебательной системы) подтверждаются опытом, другие (дискретность областей при колебательной системе другого типа) на опыте еще не изучены.

Как будет показано ниже, с точки зрения тех же представлений о механизме внутренних электронных процессов могут быть без труда объяснены и специфические особенности генератора Баркгаузена, что позволяет оба эти генератора объединить в одну группу, не рассматривая «клистрон» как принципиально новый тип, что до настоящего времени подчеркивалось рядом авторов.

II

Рассмотренный в первой части настоящей работы тип сверхвысокочастотного генератора, как уже было указано, характеризуется тем, что электронный поток по выходе из фазовой линзы движется в пространстве, где отсутствует электрическое поле, иначе говоря, изучаемый процесс фокусировки в электронном потоке протекает в условиях движения потока по инерции.

Особый интерес представляет случай фокусировки электронного потока в постоянном во времени тормозящем поле. Этот случай подробно рассмотрен ниже. Одна из модификаций того устройства, в котором реализуются упомянутые условия, дана в виде принципиальной схемы на рис. 5. Линейный электронный поток, пройдя ускоряющее поле U_0 между катодом и диафрагмой D , модулируется фазовой линзой L и движется далее в тормозящем поле E между линзой и поверхностью или электродом A ($U_A=0$). Применение ранее рассмотренного метода приводит в данном случае к следующим выражениям для фокусного расстояния x_F и времени фокусировки τ_F :

$$x_F = \frac{v_e^2(a+2dv_e/dt)}{2(a+dv_e/dt)^2} = \frac{v_e^2(a+2a_e)}{2(a+a_e)^2}, \quad (9)$$

$$\tau_F = \frac{v_e}{a+dv_e/dt} = \frac{v_e}{a+a_e}, \quad (10)$$

где a - ускорение, приобретаемое электронами в тормозящем поле ($a=(e/m)E$).

Легко видеть, что:

1) При наличии тормозящего поля возрастает число фокусирующихся групп; группы с отрицательным «групповым ускорением» $a_e < 0$, которые дефокусировались при инерциальном движении, будут в данном случае фокусироваться, если для них $|a_e| \leq (1/2)a$. Отсюда следует, что при любом законе изменения «входной скорости» $v_e=f(t)$, где $f(t)$ непрерывна и имеет непрерывную производную, всегда можно подобрать такое a , то есть тормозящее поле с такой напряженностью, чтобы фокусировались все группы, вступающие за период в пространство фокусировки.

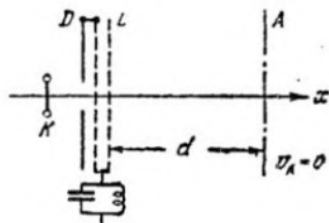


Рис. 5

2) Так как в тормозящем поле

пробег группы ограничен и время этого пробега $\tau_0 = v_e/a$, то группы с $a_e > 0$ фокусируются до остановки ($\tau_F < \tau_0$), а группы с $a_e \leq 0$ - соответственно в момент остановки или при своем обратном движении к фазовой линзе. Таким образом, перемещение фокуса в электронном потоке возможно в данном случае как в положительном, так и в отрицательном направлении оси x .

Траектории фокусов в зависимости от режима будут иметь различный характер. Для практических применений особенно интересен случай, представленный на рис. 6 и соответствующий режиму, в котором $a = 2|v_e|_{\max}$ при $U = U_0(1 + \xi \sin \omega t)$. Ветви I, II, III и IV траектории изображают перемещение фокуса, то есть процесс последовательной фокусировки тех элементарных групп, которые вышли из фазовой линзы в течение соответствующих четвертей периода; стрелками обозначены направления движения фокусов; непосредственным продолжением ветви IV является аналогичная траектория, представляющая фокусировку групп следующего периода. В рассматриваемом частном случае фокус возникает в потоке на расстоянии x_A от фазовой линзы, движется замедленно до точки x_B и ускоренным движением перемещается обратно, достигая линзы в некоторый момент времени t_F^* . С этим фокусом практически сливается в точке x_K другой фокус, возникающий на расстоянии x_D от линзы.

Возврат фокуса к фазовой линзе является наиболее существенной особенностью данного случая. Это обстоятельство позволяет считать возможным построение электронно-лучевого генератора с самовозбуждением фазовой линзы. Имея в виду, что фаза выхода той электронной группы, которая фокусируется при обратном своем движении именно в плоскости линзы, $\omega t_e^* = \pi$, и предполагая первоначально, что линза представляет собой объемный контур типа тороидального резонатора или конденсатор с сетчатыми поверхностями, присоединенный к некоторой внешней колебательной системе, легко формулировать «пространственное» и «фазовое» условия для оптимального взаимодействия электронного потока с линзой, а именно:

$$x_F^* = 0, \quad (11)$$

$$\omega t_F^* = \omega t_e^* + \omega \tau_F^* = (2n + 1/2)\pi, \quad n = 2, 3, \dots \quad (12)$$

При выполнении этих условий электронное сгущение будет попадать в пространство между обкладками конденсатора в тот момент, когда поле конденсатора будет тормозящим (для возвращающегося потока) и напряженность его достигнет своего максимального значения. Первое из этих условий приводит к соотношению

$$v_0 \xi \omega = (elm)E = (elm)(U_0/d),$$

откуда получается «характеристическое» уравнение рассматриваемого генератора в виде

$$\lambda = 6280 \xi d / U_0^{1/2}, \quad (13)$$

представляющее собой снова типичное уравнение Баркгаузена. Второе условие позволяет определить величину ξ :

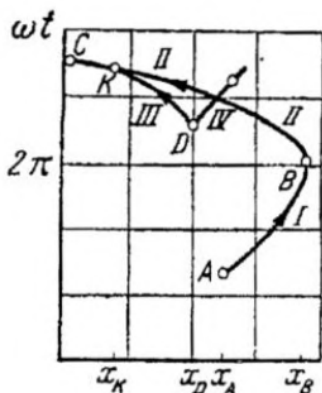


Рис. 6

$$\xi = 4/(\pi(4n-1)).$$

Значениям $n=2$ и $n=3$ соответствуют колебания первого и второго порядка,

$$\xi_1 = 0.18, \quad \xi_2 = 0.12. \quad (15)$$

Поведение изучаемого генератора оказывается, таким образом, принципиально аналогичным поведению ранее рассмотренного типа с самостоятельным колебательным контуром. Действительно:

1. Если линза характеризуется единственной собственной частотой (объемный резонатор), то при непрерывном изменении U_0 будут наблюдаться области колебаний различных порядков, центры которых должны удовлетворять условиям

$$\lambda U_0^{1/2} = 1100d, \quad \lambda U_0^{1/2} = 690d \quad \text{и т.д.}$$

2. Если линза имеет некоторый линейчатый спектр частот и возбуждается на колебаниях первого порядка ($\xi=0.18$), то должны наблюдаться дискретные области колебаний, каждая из которых характеризуется своей длиной волны и центры которых в плоскости (λ, U_0) располагаются на баркгаузеновской кривой $\lambda U_0^{1/2} = 1100d$. Наряду с этим возможно возникновение на тех же частотах колебаний второго порядка, центры областей которых расположатся на кривой $\lambda U_0^{1/2} = 690d$.

3. При наличии настраивающегося внешнего контура на одном и том же режиме U_0 может наблюдаться возникновение колебаний с $\lambda = \lambda_1' = 1100d/U_0^{1/2}$ и $\lambda = \lambda_2'' = 690d/U_0^{1/2}$ (см. рис. 4).

Генераторы такого типа еще не изучены. Упрощенной модификацией их является схема, представленная на рис. 7. Роль фазовой линзы играет диафрагма D , которая вместе с анодом A (в общем случае $U_A < 0$) присоединена к некоторой внешней колебательной системе и составляет существенную часть ее. При установившемся колебательном режиме потенциал диафрагмы будет, очевидно, изменяться со временем по некоторому закону $U=f(t)$, что и определяет модулирующее действие диафрагмы. Если в первом приближении допустить, что переменный потенциал на диафрагме не оказывает заметного влияния на плотность электронного потока в пространстве, KD , то есть что количество электронов, подлетающих к диафрагме в любой элемент времени dt , сохраняется неизменным и равным ndt и что переменное тормозящее поле между линзой и анодом не влияет на процесс фокусировки или этим влиянием можно пренебречь, то генератор нового типа не будет принципиально отличаться от прежнего.

Существенным для данного и ряда последующих случаев является, однако, то обстоятельство, что при линзах (или частях колебательной системы) в виде диафрагм, а также сеток и поверхностей взаимодействие электронного потока с ними возможно лишь в форме импульсов, периодически попадающих на соответствующий электрод. Такие импульсы будут сообщаться данному электроду, когда фокус, перемещаясь в потоке, достигает его. Для поддержания колебательного состояния электрода импульсы должны попадать на него в один из

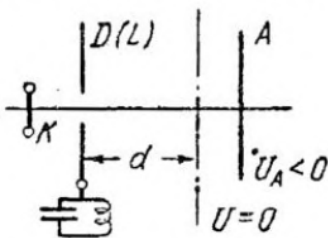


Рис. 7

моментов того интервала времени, на протяжении которого напряжение на электроде уменьшается ($dU/dt < 0$). Центр этого «временного интервала возбуждения» $U=U_0$ является моментом, отвечающим наиболее эффективному взаимодействию потока с электродом, что непосредственно связано с возможной формой импульсов, изученной автором.

В соответствии со всем сказанным, фазовое условие для данного генератора принимает следующий вид:

$$\omega t_F^* = (2n+1)\pi, \quad (16)$$

откуда

$$\xi_1 = 0.32, \quad \xi_2 = 0.16 \text{ и т.д.} \quad (17)$$

Так как пространственное условие взаимодействия остается неизменным, то характеристические уравнения рассматриваемого генератора для колебаний первого и второго порядков будут соответственно:

$$\lambda U_0^{1/2} = 2000d \text{ и } \lambda U_0^{1/2} = 1000d. \quad (18)$$

Впервые генератор такого типа был осуществлен Греховой и Ашбель [4] и назван авторами «электронно-лучевым генератором с тормозящим полем». Схема его дана на рис. 8. К линзе (диафрагме) D и аноду A , имевшему форму закрытого с одной стороны цилиндра, была присоединена внешняя, настраивающаяся лехерова система. Этот тип генератора еще не исследован детально, но поведение его, рассчитанное теоретически для некоторых режимов, удовлетворительно согласуется с результатами наблюдений, полученными при предварительном испытании генератора и любезно сообщенными мне авторами.

Замена диафрагмы сеткой не внесет, очевидно, ничего нового в рассматриваемую схему, если сохранить сделанные выше допущения о постоянстве n и отсутствии влияния переменного поля в межэлектродном пространстве на процесс фокусировки. К генератору с сеткой в роли фазовой линзы (рис. 9) применимы без ограничения все предыдущие выводы.

Если потребовать далее, чтобы электроды, ограничивающие пространство фокусировки, имели форму цилиндрических поверхностей и чтобы электронный поток был радиальным, то, предполагая строгую симметрию конструкции и пренебрегая искажением поля вблизи проволок сетки (при этих условиях радиальный электронный поток можно рассматривать как совокупность элементарных линейных потоков, синхронизированных в отношении протекающих в них процессов), мы перейдем к хорошо известному генератору Баркгаузена, который можно, таким образом, рассматривать как одну из возможных модификаций электронно-оптических устройств для генерирования сверхвысокочастотных колебаний.

Из сказанного вытекает, что генератор Баркгаузена (рис. 10) должен характеризоваться, по крайней мере в первом приближении, теми же особенностями, какими обладает и предыдущий тип. Его уравнение для колебаний первых двух порядков будет идентично с (18); лишь величина d в этом уравнении при переходе к радиальному потоку должна быть заменена выражением $r_G \ln(r_A/r_G)$ - в том случае, если $x_{F(\max)} \leq d_{LA}$, - или принята равной $r_A - r_G$ при $x_{F(\max)} > d_{LA}$.

Так как колебательный контур генератора Баркгаузена обладает обычно линейчатым спектром собственных частот, то при изучении такого генератора следует ожидать, исходя из развиваемых теоретических соображений, что при

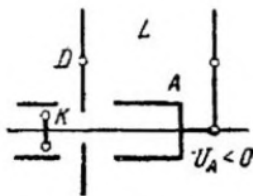


Рис. 8

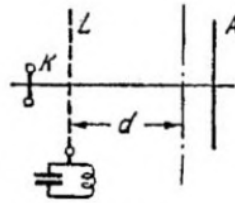


Рис. 9

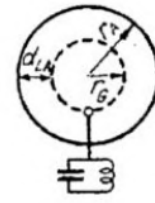


Рис. 10

непрерывном изменении U_0 будет наблюдаться возникновение группы областей колебаний, каждая из которых характеризуется определенной λ и центры которых, то есть соответствующие значения U_0 , удовлетворяют соотношению $\lambda U_0^{1/2} = 2000d$ (колебания первого порядка); наряду с этим в том же диапазоне изменения U_0 возможно возникновение областей, удовлетворяющих соотношению $\lambda U_0^{1/2} = 1000d$ (колебания второго порядка), длины волн которых приблизительно вдвое меньше тех, которые генерируются при том же режиме (U_0) на колебаниях первого порядка.

Эксперимент должен, таким образом, дать для генератора Баркгаузена типичную картину, изображенную ранее на рис. 4. Опыты с генератором Баркгаузена в его «классической» форме, как известно, подтверждают эти выводы, причем в количественном отношении теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментом. Небезынтересно отметить, что возникновение при одном и том же U_0 колебаний с длинами волн λ_1 и $\lambda_2 = 1/2\lambda_1$, впервые обнаруженное Греховой [5], а затем тщательно изученное Потапенко [6], который ввел для меньших λ наименование «карликовых» волн, до последнего времени не находило удовлетворительного объяснения.

Дискретность областей колебаний генератора Баркгаузена, неизменность λ в каждой из них, появление карликовых волн, размещение центров областей колебаний в плоскости $\lambda-U_0$ на кривых $\lambda U_0^{1/2} = 2000d$ и $\lambda U_0^{1/2} = 1000d$, то есть все те особенности, которые считались специфическими для генератора этого типа, как легко видеть, без труда объясняются с точки зрения предлагаемого общего механизма внутренних электронных процессов; это обстоятельство и дает возможность рассматривать генератор Баркгаузена лишь как одну из возможных модификаций электронно-оптических высокочастотных устройств.

Полученное решение задачи о генераторе с самовозбуждением фазовой линзы может в силу сделанных выше упрощающих предположений считаться правильным лишь при весьма малых ξ . Так как практически достижимое ξ имеет значительную величину (до 0.3), то представляется необходимым изучить процесс фокусировки в переменном тормозящем поле для установления пределов применимости найденных соотношений. Этот вопрос подробно был рассмотрен автором применительно к схеме рис. 7 (или 9) и при допущении $d = \text{const}$.

Тот же общий метод анализа приводит в данном случае к следующим выражениям для ρ , τ_F и x_F :

$$\rho = ne/v_e - i(a_e + dv_e/dt), \quad (19)$$

$$\tau_F = v_e/(a_e + dv_e/dt) \quad (20)$$

и

$$x_F = \tau_F^2(v_e/\tau_F - a_0/2) + (1/\omega^2)(a_F - a_e) - (1/\omega^2)\tau_F da_e/dt, \quad (21)$$

где

$$a_e = eU/(md) = a_0(1 + \xi \sin \omega t_e) = a_0 \alpha_e, \quad (22)$$

$$a_F = a_0(1 + \xi \sin \omega \tau_F) = a_0 \alpha_F \quad (23)$$

Легко видеть, что при $a_F = a_e = a_0 = \text{const}$ эти соотношения переходят в соответствующие выражения, найденные ранее для случая постоянного во времени тормозящего поля.

Оптимальные условия самовозбуждения линзы будут по-прежнему $x_F^* = 0$ и $\omega \tau_F^* = \omega t_e^* + \omega \tau_F^* = n\pi$, где $n=3, 5, 7, \dots$, а определенная независимым путем величина $\omega t_e^* = 1.2\pi$. Эти условия могут быть легко приведены к виду

$$x_F^* = f_1(n, \xi, U_0, \omega, d) = 0, \quad (24)$$

$$n = f_2(\xi, U_0, \omega, d). \quad (25)$$

Решая уравнения (24) и (25) совместно (например, графическим путем), можно показать, что при любых заданных ω и d значения ξ , удовлетворяющие оптимальным условиям взаимодействия потока с фазовой линзой, при наличии переменного поля будут близки к прежним значениям этой величины, а именно, для колебаний первого и второго порядков ξ оказывается равным $\xi_1=0.31$ и $\xi_2=0.17$.

Характеристическое уравнение генератора может быть получено обычным путем из пространственного условия (24) и в данном случае будет иметь вид:

$$\lambda = (6280d/U_0^{1/2})\varphi(n,\xi),$$

где

$$\varphi(n,\xi) = (n-1.2)\pi(1-0.6\xi)^{1/2}/\{4.9(n-1.2)^2-\xi[2.5(n-1.2)+0.6]\}.$$

Для колебаний первых двух порядков $\varphi(n,\xi)=0.35$ и 0.16 , а следовательно, центры областей колебаний должны удовлетворять условиям:

$$\lambda U_0^{1/2} = 2200d \text{ и } \lambda U_0^{1/2} = 1000d.$$

Сопоставление с предыдущим позволяет, очевидно, прийти к выводу, что поведение генератора с самовозбуждением фазовой линзы, при учете переменного поля в пространстве фокусировки, может быть с точностью, достаточной для практических целей, описано с помощью соотношений, полученных для случая постоянного тормозящего поля в той же схеме. Это обстоятельство, кроме того, объясняет и удовлетворительное согласие прежних теоретических результатов с данными опыта.

III

Рассмотренные в предыдущих работах электронно-оптические устройства, являющиеся сверхвысокочастотными генераторами, отличаются той характерной особенностью, что электронный поток взаимодействует лишь с одним из электродов, а именно - с фазовой линзой, в силу чего все изученные модификации таких устройств могут быть отнесены к одной и той же группе - генераторов с самовозбуждением фазовой линзы.

Общим случаем трехэлектродного генератора является схема, в которой электронный поток взаимодействует с обоими электродами, ограничивающими пространство фокусировки и составляющими части некоторой колебательной системы (рис. 11); процесс фокусировки протекает при этом в переменном тормозящем поле межэлектродного промежутка. Этому случаю посвящена отдельная работа автора, ее содержание и результаты кратко излагаются ниже.

Поставленная задача решалась при следующих исходных предположениях:

а) фазовая линза и анод представляют собой плоские электроды, расположенные на расстояниях d_L и d_A от катода; б) напряжение на линзе и аноде изменяется во времени по закону $\sin a$

$$U_L = U_0 + U_1 \sin \omega t,$$

$$U_A = U_0' + U_1' \sin \omega t \quad (U_0 > 0; U_0' \geq 0)$$

и в) сдвиг фаз между напряжениями на линзе и аноде $\Delta\varphi=\pi$.

При сделанных допущениях были рассмотрены два случая: 1) роль фазовой

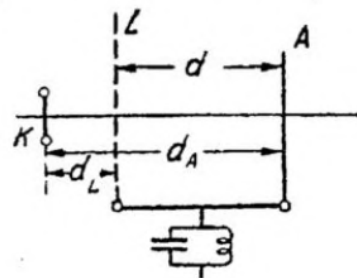


Рис. 11

линзы играет диафрагма с относительно небольшим отверстием (в этом случае можно считать, что поле анода не влияет на поведение электронного потока между катодом и линзой) и 2) линза состоит из плоской сетки (ради простоты предполагается, что поле анода в пространстве KL не искажается сеткой).

«Входные» скорости электронов будут в этих случаях соответственно:

$$v_e = v_0 \alpha^{1/2} \quad \text{и} \quad v_e = v_{0s} \alpha_s^{1/2},$$

где по-прежнему

$$v_0 = [(2e/m)U_0]^{1/2}, \quad \alpha = 1 + \xi \sin \omega t_e,$$

а

$$v_{0s} = [(2e/m)(U_0 + sU_0')]^{1/2} \quad \text{и} \quad \alpha_s = 1 + [(U_1 - sU_1')/(U_0 + sU_0')] \sin \omega t_e,$$

$$s = d_L/d_A.$$

Ускорение, приобретаемое электронами в тормозящем поле, в обоих случаях одинаково.

$$a_e = eV_0/(md)(1 + \eta \sin \omega t_e) = a_0(1 + \eta \sin \omega t_e),$$

где

$$V_0 = U_0 - U_0' \quad \text{и} \quad \eta = (U_1 + U_1')/(U_0 - U_0').$$

Применение прежнего, общего, метода приводит в данном случае к следующим уравнениям траектории фокуса:

$$x_F = \tau_F^2 [v_e/\tau_F - a_0/2] + (1/\omega^2)(a_F - a_e) - (a_0\eta/\omega)\tau_F \cos \omega t_e, \quad (26)$$

$$\omega t_F = \omega t_e + \omega v_e/(a_e + dv_e/dt). \quad (27)$$

Если, как и ранее, ограничиться рассмотрением условий взаимодействия, близких к оптимальным, то в данном, общем, случае необходимо найти решение задачи в виде функциональной связи между режимом U_0 , ξ , геометрическими размерами межэлектродного промежутка d_{LA} и генерируемой частотой ω , которое соответствовало бы центрам «временных интервалов возбуждения» как на линзе, так и на аноде. Искомое решение может быть найдено по следующей схеме.

а) Первая группа условий, которым должно подчиняться поведение фокуса в электронном потоке, а именно условия, характеризующие взаимодействие потока с фазовой линзой, сохраняются, очевидно, и для данного случая в их прежней форме: $x_F^* = 0$ и $\omega t_F^* = \omega t_e^* + \omega \tau_F^* = n\pi$, где $n=3,5,\dots$

б) Исключая из уравнений $x_F^* = 0$ и $\omega t_F^* = n\pi$ величину $A = a_0/v_0\omega$, входящую в каждое из этих уравнений, легко прийти к соотношению вида

$$f(\omega t_e, \xi, n, k) = 0, \quad (28)$$

где

$$k = U_0'/U_0.$$

Для каждого порядка возбуждения (то есть для соответствующих значений n) уравнение (28) дает возможность определить при любом заданном k величину ωt_e^* соответствующее ей ξ как координаты минимума функции $f(\omega t_e, \xi) = 0$ и проследить изменение этих величин в зависимости от k . Уравнение (28) имеет действительные корни при $k < 0$: для значений k , лежащих в пределах $-1 \leq k \leq 0$, искомые зависимости могут быть с достаточной точностью выражены следующим образом

$$\omega t_e^* = [1.25 + (1+k)0.1]\pi, \quad (29)$$

$$\xi = 0.23 - 0.08k.$$

в) Пользуясь (29), можно определить из соотношения $\omega t_F^* = n\pi - \omega t_e^*$ численные значения величины A для любого k и изучить таким образом поведение этой величины при изменении k в указанных выше пределах. Так как A представляет собой известную функцию ω , d_{LA} и U_0 , то каждое из значений A вместе с соответствующим k определяет однозначно зависимость между генерируемой частотой, геометрическими размерами межэлектродного пространства и режимом U_0 и U_0' , которая при заданном k должна иметь место для требуемого взаимодействия электронного потока с фазовой линзой.

г) Лежащее в основе теории представление о характере электронных процессов в генераторе приводит, с другой стороны, к заключению, что оптимальный эффект при взаимодействии потока с анодом имеет место в том случае, если максимум траектории фокуса x_F^{**} располагается в плоскости анода и фаза его образования равна $m\pi$, где $m=2$. На этом основании и может быть построена вторая группа условий, которым должно удовлетворять поведение фокуса в потоке, а именно

$$x_F^{**} = d_{LA}. \quad (30)$$

$$\omega t_F^{**} = m\pi. \quad (31)$$

Величина ωt_e^{**} может быть определена независимым путем, принимая во внимание, что максимальным фокусным расстоянием обладает та элементарная группа, которая фокусируется в момент остановки; соответствующий расчет дает для этой величины на колебаниях первого и второго порядков

$$\omega t_e^{**} = \pi \text{ и } 0.7\pi.$$

д) С помощью найденных ωt_e^{**} из (31) может быть определена для каждого порядка возбуждения величина ωt_F^{**} ; подстановка ее числового значения в (30) приводит к уравнению

$$x_F^{**} = F(A, \xi, k) = d_{LA},$$

где функция F является, в сущности, функцией одного k , так как величины A и ξ связаны с k ранее установленными зависимостями.

То значение k , при котором удовлетворяется условие $x_F^{**} = d_{LA}$, вместе с соответствующими этому значению величинами A и ξ составляет в совокупности искомое решение задачи, характеризуя полностью режим, при котором осуществляется требуемое взаимодействие электронного потока с колебательным контуром.

Проведенное по этой схеме исследование трехэлектродного генератора привело для случая «симметричных» колебаний ($U_1 = U_1'$) к следующим результатам:

Порядок колебаний	Характеристические соотношения для генератора с фазовой линзой типа	
	диафрагмы	сетки
I	$\lambda U_0^{1/2} = 1770d_{LA}$ $U_0' = -0.3U_0$ $\xi = 0.26$	$\lambda U_0^{1/2} = 1690d_{LA}$ $U_0' = -0.35U_0$ $\xi = 0.27$
II	$\lambda U_0^{1/2} = 1770d_{LA}$ $U_0' = -0.1U_0$ $\xi = 0.14$	$\lambda U_0^{1/2} = 1100d_{LA}$ $U_0' = -0.1U_0$ $\xi = 0.14$

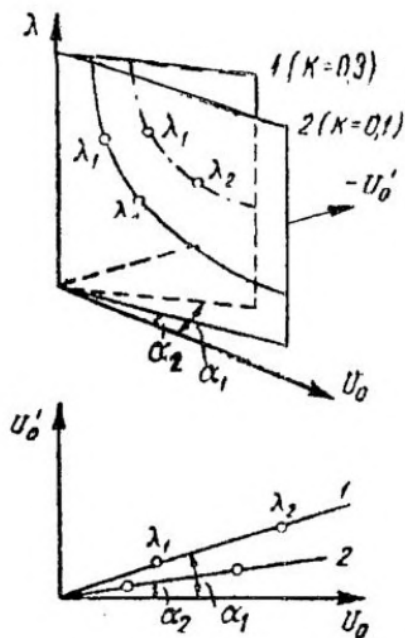


Рис. 12

плоскости $(-U_0', U_0)$, иллюстрируемое рис. 12; геометрическим местом центров областей колебаний первого и второго порядков по-прежнему являются баркгаузенские кривые $\lambda U_0^{1/2} = C_1$ и $\lambda U_0^{1/2} = C_2$, но в данном случае эти кривые располагаются в различных плоскостях, составляющих с «нулевой плоскостью Баркгаузена» углы α_1 и α_2 . По отношению к координатной системе $(-U_0', U_0)$ центры областей должны размещаться на прямых, проходящих через начало координат и имеющих угловые коэффициенты $\text{tg}\alpha_1 = k_1 = 0.3$ и $\text{tg}\alpha_2 = k_2 = 0.1$.

Этот, обнаруженный автором, закон подтверждается тщательными экспериментальными исследованиями Мюллера [7], проведенными с триодом обычного типа. Результаты опыта представлены на рис. 13, взятом из работы Мюллера; кружками на рис. 13 Мюллером отмечены положения центров, наблюдаемых из областей колебаний. Как видно из рисунка, области a_1 и b_1 действительно располагаются на прямой I с угловым коэффициентом, равным

~ 0.3 , и представляют собой области колебаний первого порядка; области a_2 и b_2 , характеризуемые теми же частотами и располагающиеся своими центрами на прямой II с угловым коэффициентом, равным 0.1, возникают, очевидно, при возбуждении второго порядка; наконец, центры a_3 и b_3 на прямой III принадлежат, по-видимому, областям возбуждения третьего порядка.

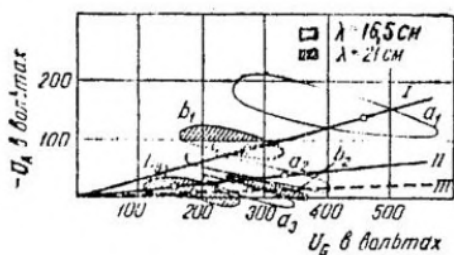


Рис. 13

Удовлетворительное и в данном случае согласие теоретических результатов с экспериментом можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу положенных в основу теории представлений об электронно-оптическом характере процессов в сверхвысокочастотных генераторах.

IV

Как было показано в I-III частях настоящей статьи, типы сверхвысокочастотных генераторов, в которых фокусировка электронного потока протекает в пространствах, где создано только электрическое поле той или иной конфигурации (или, в частном случае, $E=0$), могут рассматриваться как различные модификации электронно-оптических устройств, причем с этой точки зрения представляется возможным удовлетворительно объяснить все основные, характерные особенности этих генераторов. Небезынтересным представляется, очевидно, распространение указанной обобщающей точки зрения на генераторы с электрическими и магнитными полями. Рассмотрению этого вопроса посвящена следующая работа, кратко излагаемая ниже.

Пусть электронный поток, эмитированный катодом K , пробегает предварительно ускоряющее поле между катодом и линзой (сетка) и движется затем параллельно оси x в тормозящем поле между линзой и анодом; пусть в этом же пространстве создано однородное магнитное поле с напряженностью H , направление которого совпадает с осью Z . Электроны, вышедшие из линзы в один и тот же момент времени и обладающие, следовательно, одинаковыми по величине и направлению начальными скоростями (\dot{x}_0, \dot{y}_0) , будут двигаться по одинаковым и подобно расположенным в пространстве траекториям, лежащим в плоскости xu ; в любой момент времени эти электроны располагаются на поверхности, параллельной поверхности линзы, образуя некоторый «электронный фронт», который перемещается как нечто целое в направлении потока со скоростью \dot{x} . Совокупность электронов, находящихся между фронтами, вышедшими из линзы в моменты времени t и $t+dt$ со скоростями, соответственно равными \dot{x}_1 и \dot{x}_2 ($\dot{x}_1 \neq \dot{x}_2$), можно в данном случае рассматривать как элементарную электронную группу; плотность заряда в ней, как и ранее, может быть выражена следующим образом: $\rho = ne/|dx|S$, где $|dx|$ - расстояние между фронтами, ограничивающими группу, и S - поперечное сечение потока (размеры сечения должны быть велики по сравнению с радиусом кривизны электронных траекторий).

Условием фокусировки группы, очевидно, по-прежнему является $|dx|=0$. Рассматривая протяженность $|dx|$ группы в направлении движения потока как разность путей, пройденных к данному моменту времени граничными электронными фронтами, можно таким же путем, как и ранее, определить время τ_f и фокусное расстояние x_f группы.

Действительно, полагая для простоты, что электрическое и магнитное поля постоянны во времени ($E=\text{const}$ и $H=\text{const}$), из уравнений движения электронов в указанных условиях без труда можно найти путь, пройденный к моменту времени t электронным фронтом, имеющим компоненты начальной скорости \dot{x}_0 и \dot{y}_0

$$x = (1/\Omega)R[1 - \cos\Omega t] + (\dot{x}_0/\Omega)\sin\Omega t,$$

где $R = \dot{y}_0 - E/H$ и $\Omega = eH/m$.

Если разность фаз выхода фронтов, ограничивающих электронную группу, равна Ωdt , то

$$|dx| = \{-(1/\Omega)(dR/dt)(1 - \cos\Omega t) + [R - (1/\Omega)(d\dot{x}_0/dt)]\sin\Omega t + \dot{x}_0\cos\Omega t\}dt.$$

Условие фокусировки приводит к следующим соотношениям для определения τ_f и x_f :

$$[R-(1/\Omega)(d\dot{x}_0/dt)]\sin\Omega\tau_F + \dot{x}_0\cos\Omega\tau_F = (1/\Omega)(dR/dt)(1-\cos\Omega\tau_F), \quad (32)$$

$$x_F = (1/\Omega)R(1-\cos\Omega\tau_F) + (\dot{x}_0/\Omega)\sin\Omega\tau_F. \quad (33)$$

Изложенные общие соображения и выводы были применены к исследованию поведения обычного триода в магнитном поле, направление которого параллельно оси конструкции, и магнетрона со сплошным анодом.

1. Триод в магнитном поле. Если, как предположено, электрическое и магнитное поля постоянны во времени, то $\Omega=eH/m=\text{const}$, $\dot{y}_0=d_L\Omega=\text{const}$ (d_L - расстояние от катода до линзы), $R=\text{const}$ и $dR/dt=0$. Уравнение (32) принимает в этом случае вид

$$\text{tg}\Omega\tau_F = \dot{x}_0/[(1/\Omega)(d\dot{x}_0/dt)-R]. \quad (34)$$

Для небольших H ($H \leq 20$ эрстед) можно положить $\text{tg}\Omega\tau_F = \Omega\tau_F$; после несложных преобразований будем иметь

$$\tau_F = \dot{x}_0/[a+(d\dot{x}_0/dt)-\Omega^2d_L], \quad (35)$$

$$x_F = \dot{x}_0^2(a+2(d\dot{x}_0/dt) - \Omega^2d_L)/[2(a+(d\dot{x}_0/dt)-\Omega^2d_L)^2], \quad (36)$$

где $a=eE/m$; при $H=0$, $\dot{x}_0=v_e$, и уравнения (35) и (36), как легко видеть, переходят в уравнения траектории фокуса, полученные ранее для случая одного тормозящего поля.

Пусть напряжение на линзе меняется по закону $\sin a$; тогда $\dot{x}_0=v_{0x}\alpha^{1/2}$, где $v_{0x}=[(2e/m)U_0]^{1/2}$ и $\alpha=1+\xi\sin\omega t$. Если триод, помещенный в магнитное поле, является генератором с самовозбуждением фазовой линзы, то, как известно из предыдущего, должны выполняться следующие условия: $x_F^*=0$ и $\omega t_F^* = -\omega t_e^* + \omega t_F^* = (2n+1)\pi$, где $\omega t_e^* = \pi$. Из последнего из этих условий с помощью (35) и (36) можно определить величины ξ на колебаниях первого и второго порядков; они оказываются равными $\xi_1=0.32$ и $\xi_2=0.16$. Первое из этих условий совместно с (35) дает характеристическое уравнение рассматриваемого генератора в виде

$$\lambda = C/[(1/d)U_0^{1/2}-0.18H^2U_0^{-1/2}d_L], \quad (37)$$

причем величины C для возбуждения двух первых порядков равны соответственно 2000 и 1000. При $H=0$ это соотношение переходит в обычное характеристическое уравнение генератора Баркгаузена.

Поведение триода в слабых магнитных полях должно, как это вытекает из (37), отличаться от обычного лишь тем, что центры областей колебаний с увеличением H смещаются в сторону возрастающих U_0 . Этот вывод подтверждается экспериментом, проведенным Б.М. Заморозковым с лампами Р-5 и Г-1. Рассчитанные теоретическим путем величины смещения ΔU_0 находятся в хорошем согласии с экспериментально наблюдаемыми.

2. Магнетрон со сплошным анодом. Кривые рис. 14 иллюстрируют ход потенциала в межэлектродном пространстве диода для случаев I - логарифмического распределения потенциала (без учета пространственного заряда) и II - в предположении, что все падение потенциала имеет место в непосредственной близости от катода, в зоне протяженностью r_{m2} , за пределами которой напряженность поля равна 0. Если заменить логарифмическое распре-

деление потенциала весьма близким к нему распределением, представленным на рисунке пунктирной линией, то можно объединить оба случая, рассматривая их как вариант одной и той же задачи. Действительно, в обоих случаях пространство может быть разбито на две зоны, в первой из которых имеет место однородное ускоряющее поле с напряженностью, соответственно равной U_{01}/r_{m1} и U_0/r_{m2} ; во второй зоне создано также однородное ускоряющее поле ($E=U_{02}/d$) или, в частном случае II, поле отсутствует. Так как подобное распределение потенциала могло бы быть реализовано путем помещения на границе дополнительного электрода (вполне проницаемого для электронов), потенциал которого был бы равен соответственно U_{01} и U_0 , а потенциал анода поддерживался бы в обоих случаях равным U_0 , то диод оказывается эквивалентным плоской трехэлектродной конструкции с фиктивной линзой на границе зон. Это обстоятельство дает возможность применить уравнения (33) и (34) к исследованию процессов в диоде; необходимо, очевидно, предположить при этом, что потенциал фиктивной сетки изменяется во времени в фазе с потенциалом анода.

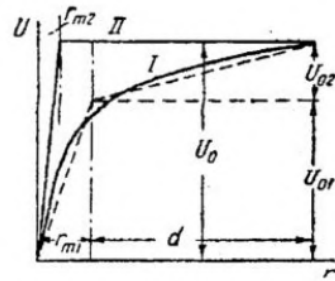


Рис. 14

Если изменение последнего следует синусоидальному закону, то

$$\dot{x}_0 = v_0 [(1 + \xi \sin \omega t_e) - \Omega^2 r_M^2 / v_0^2]^{1/2} = v_0 (\alpha - k)^{1/2},$$

где для случая I $v_0 = [(2e/m)U_0]^{1/2}$.

Обозначая через x_F^* максимальное фокусное расстояние и принимая во внимание, что в данном случае $\omega t_e^* = \pi/2$, можно пространственное условие взаимодействия потока с анодом привести к следующему виду:

$$x_F^* = r_M [(1+m)^{1/2} + (1+m)] (1+m)^{-1/2} = d, \quad (38)$$

где $m = \text{tg}^2 \Omega \tau_F^* = (R/\Omega)(1 + \xi - k)$, а $R = E/H + r_M \Omega = U_{02}/(Hd) + r_M \Omega$; условие (38) дает: $\Omega/v_0 = [1 + \xi + (U_{02}/U_{01})]^{1/2} / (d - r_M)$, откуда

$$H = 3.3(1 + \xi + z)^{1/2} U_{01}^{1/2} / (d - r_M). \quad (39)$$

Легко видеть, что для любого диода при сделанном выше допущении о распределении потенциала в межэлектродном пространстве $d = 0.8r_A$, $r_M = 0.2r_A$, $z = U_{02}/U_{01} = 0.43$ и $U_{01} = 0.7U_0$. Величина ξ не может быть определена столь же строго, как это имеет место в генераторах ранее рассмотренных конструкций, так как требуемое взаимодействие потока с анодом (как это следует из поведения траектории фокуса вблизи анода) может осуществляться при ξ , лежащем в пределах $0.4 \leq \xi \leq 0.6$. Принимая для ξ среднее значение, а именно $\xi = 0.5$, найдем окончательно из (39)

$$H = 6.5U_0^{1/2}/r_A,$$

то есть известное соотношение, установленное для магнетронного генератора и неоднократно подтверждавшееся на опыте. Следуя указанным путем, можно показать, что взаимодействие потока с другим граничным электродом (катодом) исключено.

Если далее принять во внимание величину «угла пролета», соответствующего максимальному удалению электрона от катода ($\varphi_m = \Omega \tau_F^* = 3/4 \pi$), и фазовое условие, предполагающее, как и ранее, что оптимальное взаимодействие

потока с анодом имеет место при $\omega t_F^* = \pi$, откуда $\omega t_F^* = \pi/2$, то должно быть $\Omega/\omega = 3/2$; последнее дает

$$H = 15600/\lambda = C/\lambda,$$

то есть второе известное соотношение, постоянная в котором имеет величину, равную среднему значению тех величин, к которым приводят результаты экспериментальных работ ($1200 \leq C \leq 18000$).

Суммируя выводы, можно отметить следующие особенности магнетрона, которые являются характерными для этого типа генераторов.

1. Коэффициент модуляции ξ имеет в магнетронных генераторах большую величину, нежели в различных модификациях схемы тормозящего поля.

2. Большая величина ξ , а также отсутствие потерь эмитированного электронного потока на промежуточных электродах (сетка) обуславливают и большую колебательную мощность магнетронных генераторов.

3. Электронный поток в магнетронных генераторах может взаимодействовать лишь с одним из электродов (анодом), который и должен являться частью некоторой колебательной системы. Имея в виду последнее и ограничиваясь лишь грубым приближением, можно рассматривать магнетрон с разрезанным анодом как сдвоенный магнетрон первого типа, причем обе половинки анода в таком магнетроне являются частями одной и той же колебательной системы и взаимодействие потока с анодом будет иметь место дважды в период, следствием чего должно быть повышение в известной мере мощности генерируемых таким магнетроном колебаний.

Проведенные исследования, ограничиваясь анализом только «кинематической» стороны электронных процессов, установили возможность объяснить, пользуясь одним и тем же методом и не вводя каких-либо дополнительных предположений, все характерные особенности сверхвысокочастотных генераторов различных типов. Это, по-видимому, подтверждает правильность и общность новой точки зрения на сверхвысокочастотные генераторы как генераторы с фазовой фокусировкой в электронном потоке и дает известное право на широкое обобщение понятия об электронно-оптических устройствах.

Развитие работы в указанном направлении, возможно, позволит еще теснее объединить область электронной оптики с областью физики сверхвысоких частот, что, очевидно, приведет к новым результатам, небезынтересным в теоретическом и практическом отношениях.

*Саратовский государственный университет,
Лаборатория физики*

*Поступило в редакцию
25 декабря 1943 года*

Литература

1. Голубков. Изв. АН СССР, 4, 524, 1940.
2. Brücheu. *Rechnagel. ZS. f. Phys.*, 108, 459, 1938.
3. Lüdi. *Helv. Phys. Acta*, 123, 1940.
4. Ашбель. *ЖТФ*, 10, 1301, 1940.
5. Grechova. *ZS. f. Phys.*, 38, 621, 1926.
6. Potapenko. *ZS. techn. Phys.*, 11, 542, 1929.
7. Müller. *Ann. d. Phys.*, 21, 611, 1934/35.



Голубков Петр Васильевич родился в январе 1899 года в Саратове. Окончил физико-математический факультет Саратовского университета в 1923 году по специальности «экспериментальная физика» (физика электромагнитных колебаний). С 1932 года заведовал кафедрой общей физики СГУ. Кандидат физико-математических наук (1935), доктор наук (1944) в области фазовой фокусировки в электронных потоках и проблем генерирования сверхвысоких частот. В 1942-1943 годах - декан физико-математического факультета СГУ. С 1943 года - член ВКП(б), член бюро Кировского райкома партии (1947-1948), член горкома (1950-1951) и обкома (1949-1950) ВКП(б), председатель Саратовского областного отделения Всесоюзного общества по распространению политических и научных знаний (с 1949). С 1946 по 1950 год - ректор Саратовского университета. В 1947 году

избран депутатом Верховного Совета РСФСР. С 1958 по 1967 год - директор НИИМФа СГУ. В 1959 году присвоено звание Заслуженного деятеля науки РСФСР, в 1961 году награжден орденом Ленина. Рецензент ВАК, член Сектора электроники Совета по радиофизике и радиотехнике АН СССР.

Скончался Петр Васильевич 30 марта 1973 года, прослужив на «родной» кафедре общей физики 49 лет.