1940 УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК Т. XXIII, вып. 4

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ УЛЬТРАВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Е. М. Студенков, Москва

ВВЕДЕНИЕ

Незатухающие электромагнитные колебания ультравысокой частоты, т. е. колебания, длина волны которых лежит в дециметровом и сантиметровом диапазоне, за последние 10—15 лет были предметом особенно интенсивного исследования. Объясняется это тем, что дециметровые, а тем более сантиметровые волны, помимо своего научного значения, представляют также и большой практический интерес. Возможность концентрировать такие волны в довольно узкие пучки и достигать таким образом направленной передачи сигналов делает их очень удобными для различных практических применений (направленная радиосвязь, радиомаяки, приборы для слепой посадки самолетов, приборы для определения абсолютной высоты самолета над местностью и т. д.).

Основная задача, разрешению которой было посвящено большинство работ последних лет, над которой ведутся работы и в настоящее время, состоит в том, чтобы найти надежный и эффективный источник ультравысокочастотных колебаний достаточно большой мощности.

В области длинных волн вопрос о генерации колебаний решается просто. Обычная электронная лампа-триод в схеме с обратной связью дает возможность получать колебания почти любой мощности и в очень широких пределах частот (начиная от самых низких и до 200—300 MHz). Казалось бы, что этот же принцип лампового генератора с обратной связью можно использовать и для возбуждения ультравысокочастотных колебаний, подобрав соответствующим образом колебательную систему и лампу. На деле, однако, оказалось, что продвижение в сторону все более коротких волн с обычной ламповой схемой связано с целым рядом затруднений, которые не дают возможности использовать этот весьма простой и удобный метод в ультравысокочастотном диапазоне. Затруднения эти в основном двух родов: 1) с колебательной системой и 2) с электронной лампой.

Колебательные системы, представляющие собой так называемые контуры с сосредоточенными индуктивностью L и емкостью C, вполне целесообразны и хорошо работают в области низких частот,

но они становятся совершенно непригодными при переходе к ультравысоким частотам по ряду причин.

Во-первых, для повышения собственной частоты контура его электрические параметры L и C должны уменьшаться, что достигается уменьшением геометрических размеров контура; уменьшение же размеров, помимо неудобств в механическом отношении, ведет к тому, что за счет возрастания роли емкости C быстро уменьшается волновое сопротивление контура $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ и, следовательно, его резонансное сопротивление $Z_r = \frac{\rho^2}{R} \approx \frac{L}{RC}$. Уменьшение же Z_r, с одной стороны, ухудшает условия самовозбуждения генератора, а с другой, — уменьшает ту мощность, которая может быть развита в контуре.

Во-вторых, с уменьшением ρ уменьшается и другая очень важная величина, характеризующая контур, так называемая „добротность" контура Q, пропорциональная отношению полной энергии системы при резонансе к энергии, расходуемой за период на джоулево тепло:

$$Q = \frac{\omega E}{W},$$

или

$$Q = \frac{\omega L I^2}{R I^2} = \frac{\omega L}{R} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R} = \frac{\rho}{R}.$$

Так как, с другой стороны,

$$\pi R \sqrt{\frac{C}{L}} = d$$

есть декремент затухания системы, то отсюда видно, в чем состоит важность величины Q; это — величина, обратная затуханию системы. В обычных контурах для частот до 1,5 MHz Q бывает порядка нескольких сотен и затем, с увеличением частоты, уменьшается.

Наконец, при высоких частотах контур с сосредоточенными постоянными вообще не может быть осуществлен. Его нужно рассматривать уже как колебательную систему с распределенными постоянными. Электрическое и магнитное поля не концентрируются в определенных участках контура, как при низких частотах, а распределяются по всему контуру. Это приводит к наличию больших потоков рассеяния электрического и магнитного полей (излучение), к наличию различных нежелательных связей и т. д.

Все эти недостатки обычного колебательного контура делают его совершенно непригодным для ультравысокочастотного генератора.

Между тем существуют такие типы колебательных систем, которые в значительной степени свободны от всех указанных недостатков и, кроме того, оказываются тем более совершенными и удобными, чем короче применяемая волна. Такими колебательными системами являются объемы, заполненные диэлектриком (воздухом)

и ограниченные замкнутыми или почти замкнутыми проводящими поверхностями.

Подобные полые колебательные системы до сих пор не имели широкого применения. Объясняется это отчасти трудностью их использования в обычных ламповых генераторах, а с другой стороны, тем, что их свойства не были изучены вполне детально. В последнее время ведется интенсивное исследование свойств полых проводников. Изучаются условия распространения электромагнитных волн в металлических трубах различной формы [1,2]. Оказывается, что такие трубы могут с успехом применяться для передачи электромагнитной энергии при работе на ультравысоких частотах. Свойства подобных полых передающих систем подробно рассмотрены в статье Н. Н. Малова[2a].

Исследования ряда авторов[3,4,5], занимавшихся изучением резонансных свойств замкнутых проводящих поверхностей различной формы, показали, что полые резонаторы дают возможность получать большие колебательные мощности, так как даже при очень высоких частотах их резонансное сопротивление довольно велико. Точно так же добротность Q у этих колебательных систем может достигать громадной величины — порядка $5 \cdot 10^4$. К этому нужно добавить еще ряд таких преимуществ, как отсутствие внешних полей, высокая стабильность частоты и др.

Таким образом, преодоление затруднений с колебательной системой и, следовательно, путь к получению больших мощностей при ультравысоких частотах, несомненно, лежит в максимальном использовании всех достоинств полых резонаторов.

Обращаясь теперь к трудностям, связанным с электронной лампой, мы сталкиваемся прежде всего с тем обстоятельством, что при ультравысоких частотах лампа является уже не только органом управления анодным током, но также и существенной составной частью колебательного контура, так как ее межэлектродные емкости становятся сравнимыми с емкостью контура C и даже могут целиком заменять последнюю. Это значит, что для повышения частоты генератора размеры лампы и ее электродов должны уменьшаться, что неизбежно ведет к уменьшению мощности, которую может дать генератор. Но еще более существенным недостатком обычной электронной лампы при ультравысоких частотах является то, что ее в этих условиях нельзя уже рассматривать как прибор, вполне надежно осуществляющий периодическое поступление энергии из источника в колебательный контур. Здесь уже начинает сказываться инертность электронов. Время пробега электронов между электродами лампы становится сравнимым с периодом колебаний. Благодаря этому нарушается необходимая для возбуждения колебаний разность фаз между напряжением на сетке и на аноде. Поступление энергии в контур происходит „не в такт“ колебаниям контура и возбуждения не наступает.

Чем выше частота колебаний на управляющей сетке, тем сильнее сказывается инертность электронов, и, наконец, при очень высокой частоте управляющего напряжения можно достичь того, что

электроны вовсе не будут создавать на аноде импульсы тока, т. е. лампа с повышением частоты становится как бы все менее чувствительной к сигналам, поступающим на сетку, и в конце концов как орган управления анодным током перестает действовать совершенно.

Таким образом, обычная электронная лампа-триод в схеме с обратной связью ставит предел возможности генерации коротких волн. Попытки отодвинуть этот предел как можно дальше в сторону коротких волн путем конструирования ламп с очень малыми расстояниями между электродами не привели к большим успехам. Опыт показал, что для генераторов, работающих на самых маленьких лампах-„жолудях“ при схемах с обратной связью, предельной является волна около 30 *см*. Кроме того, мощность таких генераторов достигает лишь нескольких десятых долей ватта и, конечно, не может быть достаточной для каких-либо практических целей.

Из всего сказанного видно, что затруднения, связанные с электронной лампой, т. е. в конечном счете с инертностью электронов, не дают возможности пользоваться обычными методами генерации колебаний в ультравысокочастотном диапазоне, так как таким способом мы не можем получить ни практически пригодных мощностей, ни достаточно коротких волн.

Частичное преодоление этих затруднений было реализовано в принципиально новых схемах генераторов, в которых инерция электронов как раз используется для возбуждения колебаний. Такими схемами являются схема тормозящего поля, найденная в 1920 г. Баркгаузеном и Курцем, и магнетронный генератор.

Основным фактором, определяющим работу генератора Баркгаузена-Курца, является колебательное движение электронов около сетки, имеющей высокий положительный потенциал относительно анода. Период генерируемых колебаний находится в прямой зависимости от периода колебаний электронов и, в известных пределах, не зависит от внешней колебательной системы. То же самое мы имеем и в магнетронном генераторе, в случае так называемых колебаний первого порядка, когда период получаемых колебаний определяется временем обращения электронов по их орбитам внутри цилиндрического анода и тоже не зависит от внешней колебательной системы. Но, кроме этого, в магнетронах с разрезными анодами могут возникать так называемые „динатронные“ колебания, или колебания высшего порядка. Механизм их возникновения совершенно другой и обусловлен тем, что такие магнетроны при известных условиях имеют статическую падающую характеристику. Наличие последней дает возможность генерировать колебания, период которых определяется в основном внешним контуром и может быть очень велик и даже несравним со временем обращения электронов.

Схема Баркгаузена-Курца и магнетрон открыли новую страницу в технике генерации ультравысокочастотных колебаний. Они дали возможность продвинуться еще дальше в сторону коротких волн. Стало возможным генерировать не только дециметровые и сантиметровые волны, но даже волны, измеряемые всего несколькими милли-

метрами. Так, например, с помощью магнетрона получены уже волны длиной в 4,9 *мм*.

Но все же эти методы генерации не решают полностью проблемы надежного, технически пригодного источника ультравысокочастотных колебаний. Схема Баркгаузена оказалась на практике мало пригодной из-за весьма низкой ее мощности, которая обычно бывает не более 0,5—1 W, и очень низкого кпд, достигающего в самых лучших условиях только 5%. Магнетронные же генераторы оказываются очень удобными лишь только в том случае, если работа ведется на колебаниях высшего порядка, т. е. когда генерируемые волны лежат в верхней и средней части дециметрового диапазона. При этих условиях с помощью магнетрона удается получать мощности в несколько сот ватт при кпд в 30—50%. При более коротких волнах мощность и кпд значительно уменьшаются, и на колебаниях первого порядка, т. е. таких колебаниях, при которых возможно генерировать наиболее короткие волны, мощность становится того же порядка, что и в схеме Баркгаузена, лишь при несколько лучшем кпд (10—15%). Вот почему необычайно большой интерес представляют появившиеся за последнее время в печати сообщения о том, что найден новый принцип генерации ультравысокочастотных колебаний, который дает возможность получать мощности, значительно превосходящие до сих пор получаемые.

Наиболее интересной новостью оказалось сообщение работников Станфордского университета (Калифорния)[6,7] о сконструированном в их лаборатории генераторе нового типа, получившем название „клистрон“ (Klystron). По данным ряда источников[8,9] этот генератор дает возможность получать до 1 kW мощности на волне в 20—30 *см* и около 500 W на волне в 10 *см* при кпд в 30—40%.

Новый генератор — клистрон находится сейчас в центре внимания всей литературы по высокочастотной технике. Сообщается[10], что аэронавигационной компанией „Сперри-Гироскоп“ было проведено испытание клистрона на предмет использования его в качестве источника направленных волн для слепой посадки самолетов (система Меткалфа). Результаты испытаний оказались хорошими, после чего немедленно был заключен договор со Станфордским университетом на производство клистронов для указанных целей.

Почти одновременно с первым сообщением о клистроне в печати появились работы других авторов[11,12], описывающие генераторы и усилители типа, подобного клистрону, и с такими же хорошими данными в отношении развиваемой мощности и кпд. Принципиально новым у всех этих конструкций является то, что для возбуждения колебаний в той или другой системе используется электронный луч, т. е. пучок быстро летящих электронов. При этом кинетическая энергия электронов, сообщенная им постоянным полем, переходит в колебательную энергию системы.

Следует отметить, что хотя конструкторы этих новых электронно-лучевых генераторов и усилителей не ссылаются ни на какие прежние работы, относящиеся к данному вопросу, теоретические указания на возможность генерации колебаний с помощью электронного

пучка были опубликованы еще несколько лет назад. Так, например, в 1935 г. появилась работа Арсеньевой-Гейль и Гейля[13], в которой описан метод генерации колебаний с помощью электронного пучка, пролетающего через систему электродов, состоящую из двух диафрагм и цилиндра между ними. Расположение этих электродов и распределение потенциала в системе изображены на рис. 1 (отрицательный потенциал отложен вверх). Диафрагмы A_1A_2 имеют высокий потенциал по отношению к катоду и служат для ускорения электронов. Цилиндр C связан с колебательным контуром K и поэтому, при наличии колебаний в контуре, потенциал цилиндра меняется, принимая значения от U_c' до U_c'', что на рисунке изображено пунктирными линиями.

Объяснение работы такого генератора авторами дано не совсем ясное и убедительное. В основном оно сводится к следующему: ускоряющий потенциал на диафрагмах A_1A_2, длину цилиндра C и частоту колебаний контура K можно подобрать таким образом, что в цилиндре C, вследствие несколько различной скорости движения электронов, во время отрицательных полупериодов будет находиться большее число электронов, чем во время положительных. Короче говоря, вследствие различного времени пребывания электронов внутри цилиндра, там как бы возникает пульсирующий пространственный заряд, который и поддерживает колебания контура. Позже мы увидим, что процесс возникновения колебаний в такой системе происходит несколько иначе и имеет другое объяснение, но все же идея генератора Арсеньевой и Гейля в основном является верной и ценной как первое указание на совершенно новый способ возбуждения колебаний.

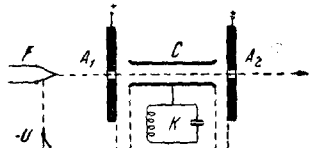

Рис. 1

В конце 1938 г. появилась работа Брюхе и Рекнагеля[14], которая имеет большое значение для понимания действия электронно-лучевых генераторов. В ней выяснены условия возникновения так называемой „фазовой фокусировки“ электронов. Теоретические выводы этой работы затем были подтверждены экспериментально Мейером[15].

1. ФАЗОВАЯ ФОКУСИРОВКА ЭЛЕКТРОНОВ

При теоретическом обсуждении процессов, происходящих в генераторе Баркгаузена или в магнетроне, обычно поступают следующим образом: 1) рассматривают сначала движение одного отдельного электрона и выясняют, при каких условиях наступает желательный эффект, т. е. каковы должны быть соотношения между частотой колебаний, скоростью движения электрона, фазой его выхода из катода и т. д., чтобы колебания поддерживались в течение длительного времени; 2) затем выясняют вопрос, что происходит с теми электронами, которые движутся несколько отлично

от уже рассмотренного первого электрона, т. е. имеют несколько другую скорость, выходят в другое время и т. д., или, короче говоря, имеют несколько другую фазу по отношению к первому электрону. Ясно, что при очень больших различиях в фазе эти последние электроны не только ничего не привносят к желаемому эффекту, но даже могут действовать в противовес тому, чего мы хотим добиться.

Таким образом, появляется необходимость, с одной стороны, как-либо устранить электроны, движущиеся с неправильной фазой, а с другой стороны, увеличить число электронов, движущихся с правильной фазой. Только после такой „сортировки" электронов может наступить желаемый эффект.

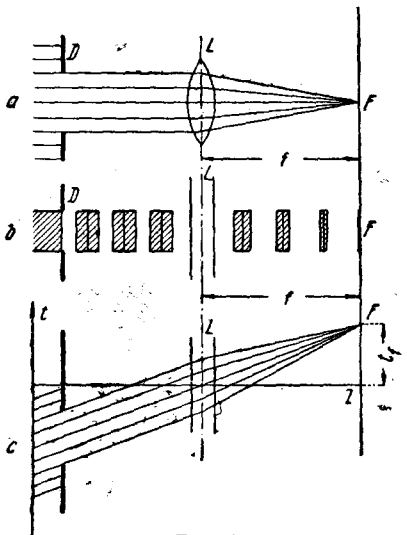

Рис. 2

Во всех приборах, действие которых основано на более или менее упорядоченном движении электронов, „сортировка" имеет, очевидно, основное значение и во многих случаях наступает там спонтанно. Так, например, в генераторе Баркгаузена-Курца приближенно можно считать, что сортировка наступает вследствие того, что электроны, обладающие чрезмерно большой скоростью и, следовательно, забегающие вперед по отношению к остальным, периодически поглощаются анодом, а слишком медленные поглощаются сеткой, так что остаются только электроны, движущиеся с нужной фазой, которые можно рассматривать до некоторой степени как колеблющееся электронное облачко.

Ясно, что было бы очень желательно не только знать, как наступает сортировка электронов в том или другом случае, но и попытаться сознательно влиять на этот процесс или даже управлять им. Весьма возможно, что это дало бы средство для улучшения работы генераторов и для увеличения их кпд.

Попытку такого сознательного подхода к выяснению тех условий, при которых группа разнофазных электронов может выравняться по фазе, представляет уже упоминавшаяся работа Брюхе и Рекнагеля.

Главный интерес этой работы состоит в следующем: авторы нашли аналогию между фокусировкой световых лучей обычной линзой и, как они называют, „фокусировкой фаз" электронов. Эта аналогия настолько велика, что к вопросам фокусировки фаз приложимы чуть ли не все выводы геометрической оптики, и лишь в некоторых случаях имеются существенные расхождения.

Рассмотрим наиболее существенную часть рассуждений Брюхе и Рекнагеля.

На рис. 2,*а* показан хорошо известный ход лучей при оптической фокусировке. Параллельный пучок лучей, ограниченный диафрагмой D, встречает на своем пути линзу L. На некотором расстоянии от линзы, в точке F, лучи пучка собираются в одну точку — фокус. Этой картине авторы сопоставляют следующую (рис. 2,*b*): слева направо движется последовательность электронов с равными скоростями. Из этой последовательности диафрагма D (которая в данном случае скорее похожа на фотозатвор) вырезает ряд одинаковых по длине порций электронов. Время, в течение которого эта порция движется мимо наблюдателя, эквивалентно ширине пучка в оптическом случае.

Этот ряд порций попадает затем в меняющееся со временем поле L. Поле это должно так подействовать на порцию электронов, что после прохождения его все электроны соберутся одновременно на некоторой плоскости F. Произойдет „фокусировка фаз".

Процесс этот протекает следующим образом: в момент вступления первых электронов какой-либо порции в поле L последнее имеет такое направление, что эти электроны тормозятся, и, следовательно, по выходе из поля их скорость окажется несколько меньше первоначальной. Наоборот, электроны последней части порции попадают в поле, которое их ускоряет, и, следовательно, по выходе из поля они будут иметь скорости, несколько бо́льшие первоначальной. Средние же электроны каждой порции проходят через поле в тот момент, когда оно равно нулю, т. е. не испытывают изменения в скорости. Ясно, что порция электронов с измененными таким образом скоростями при дальнейшем своем движении на некотором расстоянии должна будет уплотниться, так как сзади летящие электроны догонят передние.

Более отчетливо этот процесс виден на пространственно-временной диаграмме движения электронов (рис. 2,*c*). Вступающим в поле электронам соответствует пучок параллельных прямых, наклон которых к оси t определяется начальной скоростью электронов. Благодаря действию переменного поля L наклон прямых (т. е. скорость электронов) изменяется так, что все они встречаются в точке F.

По аналогии с оптикой расстояние $LF = f$ можно назвать фазовым фокусным расстоянием, а переменное поле L — фазовой линзой.

Выясним, как должно изменяться со временем поле в фазовой линзе, чтобы фокусировка наступала наилучшим образом. Простой расчет показывает, что в том случае, когда мы имеем довольно короткие порции электронов, для фокусировки их достаточно, если поле меняется по линейному закону.

Пусть v — начальная скорость электронов. Средний электрон проходит через поле в момент $t = 0$, не изменяя этой скорости, так как мы считаем, что потенциал поля U в этот момент равен нулю. Электрон, вступивший в фазовую линзу позднее на время Δt,

попадает в поле с потенциалом

$$\Delta U = \frac{dU}{dt}\Delta t.$$

Определим, на сколько изменится скорость этого электрона. Если его новую скорость обозначить через w, то из закона сохранения энергии получаем

$$\frac{mw^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{dU}{dt}e\Delta t,$$

или

$$w^2 = v^2 + \frac{dU}{dt}\frac{2e}{m}\Delta t = v^2 + 2D\Delta t,$$

где

$$mD = \frac{d}{dt}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \frac{d}{dt}(eU) \tag{1}$$

есть изменение кинетической энергии в единицу времени. Пренебрегая членами второго порядка, имеем

$$w = v\left(1 + \frac{2D\Delta t}{v^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx v\left(1 + \frac{D\Delta t}{v^2}\right). \tag{2}$$

Вычислим теперь путь Z, который проходит электрон по выходе из поля за время t:

$$Z = w(t - \Delta t) = v\left(1 + \frac{D\Delta t}{v^2}\right)\cdot t\left(1 - \frac{\Delta t}{t}\right) =$$

$$= vt\left[1 + \Delta t\left(\frac{D}{v^2} - \frac{1}{t}\right)\right]. \tag{3}$$

Нам нужно определить, при каких условиях расстояние Z, пройденное электронами, будет независимо от Δt, т. е. от момента вхождения их в поле. Это расстояние, очевидно, и будет фокусным расстоянием f. Если обозначить время движения до фокуса через t_f, то тогда из уравнения (3) видно, что Z не зависит от Δt, если

$$\frac{1}{t_f} = \frac{D}{v^2}.$$

Так как фокусное расстояние f можно выразить как

$$f = vt_f,$$

то мы получаем

$$\frac{1}{f} = \frac{D}{v^3}. \tag{4}$$

Формула (4) показывает, что, действительно, при линейном изменении поля ($D = \text{const}$) можно найти такое расстояние f, на котором все электроны, независимо от того, когда они вступили в переменное поле, соберутся вместе, т. е. будут иметь одинаковую фазу.

Более интересные результаты получаются при рассмотрении процеса фокусировки „расходящихся“ порций электронов, т. е.

таких, у которых электроны имеют различные скорости. В оптике этому соответствует фокусировка расходящегося пучка лучей. На рис. 3,*а* и 3,*b* эти два случая сопоставлены. Электроны, выходящие в определенный момент из источника *A* и имеющие различные скорости, при дальнейшем движении будут расходиться в пространстве. Переменное поле должно теперь так на них подействовать, чтобы в точке *B* снова имело место соединение некоторой порции электронов.

Назовем, по аналогии с оптикой, *A* — источником, *B* — изображением. Их расстояния от поля соответственно — дальностью источника *a* и дальностью изображения *b*. Обозначим соответствующие времена движения электронов через t_a и t_b. Средний электрон пусть снова проходит через поле без изменения скорости. Электрон с несколько меньшей скоростью $w_a = v - \Delta v$ вступит в поле позже на Δt. Так как дальность источника *a* для обоих электронов одинакова, то можем записать:

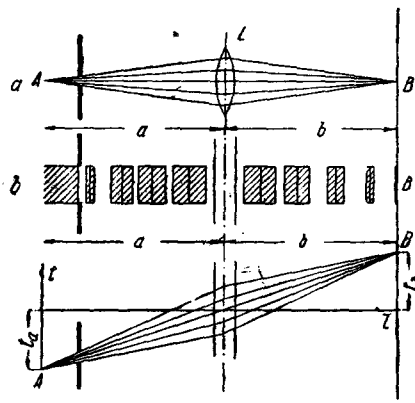

Рис. 3

$$a = vt_a = (v - \Delta v)(t_a + \Delta t),$$

откуда, пренебрегая членами второго порядка, получаем

$$\Delta t = \frac{a}{v^2}\Delta v.$$

Скорость медленного электрона после прохождения поля может быть снова определена из закона сохранения энергии

$$w_b^2 = w_a^2 + 2D\,\Delta t,$$

откуда, пренебрегая членами второго порядка, находим

$$w_b = v\left[1 - \frac{\Delta v}{v} + \frac{D}{v^2}\,\frac{a}{v^2}\,\Delta v + \ldots\right].$$

Найдем путь *Z*, который пройдет электрон после прохождения поля ко времени t_b:

$$Z = w_b(t_b - \Delta t) = vt_b\left[1 - \frac{\Delta v}{v}a\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{vt_b} - \frac{D}{v^3}\right) + \ldots\right].$$

Этот путь не будет зависеть от Δv, т. е. от того, с какой скоростью вышел электрон из источника, в том случае, если выражение в круглых скобках будет равно нулю. Это дает нам

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{vt_b} = \frac{D}{v^3},$$

а так как $vt_b = b$, то последнее равенство принимает вид

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{D}{v^3},$$

или, учтя соотношение (4), получаем:

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f},$$

т. е. известную формулу линзы.

Итак, переменное поле указанного выше рода действует на конечную порцию расходящихся электронов фокусирующим образом, причем, здесь как и в оптике, имеет место формула линзы.

Брюхе и Рекнагель развивают дальше эту оптическую аналогию: вводят понятие „коэфициента преломления", который между прочим получается зависящим от третьей степени скорости, рассматривают действие системы линз, т. е. нескольких полей, расположенных друг за другом, и приходят к заключению, что здесь, как и в оптике, возможно описание системы с помощью главных плоскостей.

Далее они рассматривают случай фокусировки очень длинных порций электронов, что в оптике соответствует очень большим диафрагмам, и приходят к выводу, что в этом случае, как и в оптике, простая линза (т. е. в оптике линза, ограниченная сферами, а в нашем случае — поле, меняющееся по линейному закону) не дает хорошей фокусировки. Линзу необходимо „исправить", применяя закон изменения поля со временем, отличающийся от линейного.

Вид функции $U(t)$, для случая фокусировки длинных порций, можно определить из равенства (4)

$$\frac{1}{f}=\frac{D}{v^3}, \tag{4}$$

записав его в несколько более общем виде. Именно, здесь у нас фигурирует v, т. е. скорость, которую имеет после выхода из поля средний электрон, не изменяющий, как известно, своей начальной скорости (т. е. $v=v_0$). Но можно показать, что это же равенство справедливо и для электрона, выходящего из поля с измененной скоростью $v_1 \neq v_0$, но фокусирующегося в той же точке F, т. е., что

$$\frac{1}{f}=\frac{D}{v_1^3},$$

а так как

$$v_1=\sqrt{v_0^2+\frac{2e}{m}U}$$

и

$$D=\frac{e}{m}\frac{dU}{dt},$$

то равенство (4) примет вид

$$\frac{1}{f}=\frac{D}{\left(v_0^2+\frac{2e}{m}U\right)^{\frac{3}{2}}}=\frac{e}{m}\frac{dU}{dt}\left(v_0^2+\frac{2e}{m}U\right)^{-\frac{3}{2}}. \tag{5}$$

Отсюда путем интегрирования можно найти следующее выражение для $U(t)$:

$$U = \frac{mv_0^2}{2e}\left[\frac{1}{\left(1-\frac{v_0 t}{f}\right)^2} - 1\right], \tag{6}$$

в котором постоянная интегрирования определена из условия, что в момент $t=0$ поле также проходит через нулевое значение.

На рис. 4 представлен график функции, определяемой уравнением (6). Мы видим, что здесь, как и раньше, электрон, проходящий поле в момент $t=0$, не испытывает влияния поля. Ранее вступившие электроны тормозятся, позднее вступившие — ускоряются. Чем позже вступает электрон в фазовую линзу, тем более сильно должно на него подействовать поле, чтобы он сумел догнать прежде вступившие электроны. Далее, из графика следует, что электрон, вступающий в момент $t=\frac{f}{v_0}$, должен испытать бесконечно большой прирост скорости, а для еще более поздних электронов рассуждение при данных значениях f и v_0 теряет смысл, так как нельзя сфокусировать электроны, которые только тогда проходят через поле, когда ранее вступившие электроны уже сфокусированы. Очевидно, что длина порции электронов, которая может быть сфокусирована в один прием, тем больше, чем длиннее фокусное расстояние и чем меньше скорость электронов.

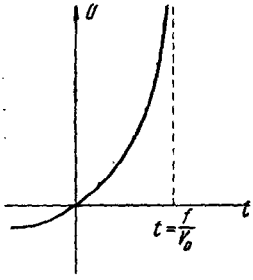

Рис. 4

Не останавливаясь больше на других менее важных вопросах, развитых в работе Брюхе и Рекнагеля, рассмотрим в заключение те выводы, к которым приходят авторы. Выводы эти следующие.

1. В настоящее время получила широкое распространение электронная оптика. В качестве линз она использует обычно статические поля с осевой симметрией. Задачей ее является исследование вопроса: где могут пересечься траектории электронов, выходящих из источника в различных направлениях. Если к такой электронной линзе приложено высокочастотное напряжение, то она одновременно будет являться и фазовой линзой. Если в первом случае мы интересовались только геометрией траекторий электронов, то в последнем случае к этому прибавится еще кинематика движения электронов. Здесь нас уже будет интересовать вопрос: где и когда соберутся электроны, вышедшие из источника с несколько различными скоростями.

В этом смысле можно говорить о двух частях электронной оптики: геометрической и кинематической. При прохождении электронов через переменные поля для нас, очевидно, важны обе эти части.

2. Второй, важный для практического применения вывод состоит в том, что фазовая фокусировка дает возможность превращать

непрерывный электронный поток небольшой силы в отдельные импульсы значительно большей силы. Степень такого увеличения мгновенных значений силы тока зависит от того, насколько хорошо происходит фокусировка. Если бы ход потенциала на фазовой линзе представлял собой периодическое повторение кривой, определяемой уравнением (6) (рис. 5), то в этом случае электронный поток почти нацело превращался бы в отдельные сфокусированные сгустки. Усиление тока было бы наибольшим. На практике получить такой ход потенциала при высокой частоте пока не представляется возможным. Проще всего может быть осуществлен синусоидальный ход, но при этом, конечно, нельзя ожидать полной фокусировки.

3. Наконец, авторы приходят также к тому выводу, что периодически следующие друг за другом сфокусированные сгустки электронов можно использовать для возбуждения колебаний, но не останавливаются детально на тех способах, которыми это можно осуществить.

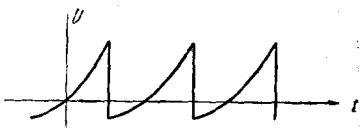

Рис. 5

Экспериментальная проверка работы Брюхе и Рекнагеля была проделана Мейером[15], который опубликовал результаты своих опытов в начале прошлого года.

Мейер использовал в качестве фазовой линзы пару пластинок с отверстиями, сквозь которые могли пролетать электроны. На пластинки подавалось некоторое постоянное напряжение U_0, которое служило для создания пучка, и, кроме того, переменное напряжение высокой частоты. После прохождения фазовой линзы пучок попадал сначала в постоянное магнитное поле, направленное поперек движения электронов, затем в поперечное электрическое поле, имеющее ту же частоту, что и поле в фазовой линзе, и, наконец, на флюоресцирующий экран, на котором можно было наблюдать получающиеся кривые. По виду этих кривых можно было судить, имеет место фокусировка или нет.

Так как ход потенциала на фазовой линзе был синусоидален, то полной фокусировки получиться не могло. Действительно, для синусоидального поля $u = u_0 \sin \omega t$ из общего соотношения (5) для фокусного расстояния f получается такое выражение:

$$f = \frac{\sqrt{\frac{2e}{m} u_0} \left(\frac{U_0}{u_0} + \sin \omega t_s \right)^{\frac{2}{3}}}{\omega \cos \omega t_s},$$

т. е. получается зависимость фокусного расстояния от времени вхождения t_s электрона в фазовую линзу. Но, как легко можно показать, вблизи минимального фокусного расстояния ($\omega t_s = 0$) в фазовой области, простирающейся приблизительно на $\pm 30°$, фокусное расстояние почти постоянно; следовательно, электроны, вступающие в фазовую линзу с разностью фаз, не превышающей этой области, дадут более или менее сфокусированный сгусток.

Анализ кривых, получающихся на флюоресцирующем экране, показывает, что, действительно, в пределах указанной фазовой области фокусировка электронов наступает довольно отчетливо. Этим подтверждаются основные выводы Брюхе и Рекнагеля.

Задачей дальнейшего было использовать явление фазовой фокусировки для возбуждения колебаний, что и нашло свое осуществление в самом скором времени.

2. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И УСИЛИТЕЛИ

Обычно бывает, что в той области, где ведется активная исследовательская работа, к решению той или иной проблемы приходит одновременно несколько исследователей. Это имеет место и в отношении проблемы электронно-лучевого генератора. В начале прошлого года в литературе появилось сразу несколько описаний различных конструкций генераторов и усилителей для ультравысоких частот, использующих электронно-лучевой метод возбуждения колебаний. Авторы этих конструкций, очевидно, работали независимо друг от друга, а может быть, даже и независимо от предыдущих работ Арсеньевой-Гейля, Брюхе-Рекнагеля и Мейера.

Первые сведения о практическом осуществлении электронно-лучевого генератора появились в виде кратких сообщений [6,7] о том, что в Станфордском университете группой работников сконструирован ультравысокочастотный генератор нового типа, получивший название „клистрон". Описание его затем появилось в печати спустя три месяца в работе братьев Вариан [16].

Одновременно с первым сообщением о клистроне в печати появились и еще две работы, описывающие приборы подобного же типа. Одна из них — работа Геффа [11], в которой дано описание ультравысокочастотного усилителя новой конструкции, и, следом за ней, вторая работа Гана и Меткалфа [12], описывающая так называемые „скоростно-модулирующие трубки".

Все три прибора: клистрон, усилитель Геффа и скоростно-модулирующие трубки Гана и Меткалфа имеют один и тот же принцип действия, хотя и отличаются друг от друга некоторыми конструктивными особенностями.

Клистрон бр. Вариан следует считать наиболее удачной конструкцией, так как он дает наиболее высокие показатели в отношении развиваемой мощности и кпд при работе на самых коротких волнах. Объясняется это, повидимому, тем, что в клистроне, во-первых, в наиболее отчетливом виде используется фазовая фокусировка электронов в смысле Брюхе-Рекнагеля, и, во-вторых, тем, что здесь в качестве колебательных систем используются полые замкнутые резонаторы со всеми их преимуществами, на которые было указано раньше.

В остальных конструкциях эти два качества клистрона выражены в меньшей степени, но в то же время имеются свои положительные особенности, на которые будет указано ниже при более подробном описании этих конструкций.

Знакомство с генератором-клистроном удобно начать с описания полных колебательных систем, которые являются его основными частями.

Использование полых резонаторов для клистрона было предложено сотрудником того же Станфордского университета — Ганзеном, который перед этим занимался изучением свойств такого рода резонаторов. В лаборатории Станфордского университета полые резонаторы получили название „румбатронов" от греческого слова „румба", означающего ритмические колебания.

Ганзен исследовал румбатроны нескольких типов, определял их резонансные свойства, величину добротности Q и т. д.[4]. Оказалось, что наибольшим Q и резонансным сопротивлением обладают поверхности, близкие к шаровым. Для практических целей, однако, оказались более удобными поверхности, отличные от шаровой, форма которых близка к тороидальной (рис. 6). Выбор такой формы резонатора становится понятным после выяснения способа, каким осуществляется возбуждение незатухающих колебаний в этом резонаторе.

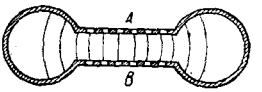

Рис. 6

При наличии хотя бы незначительных собственных колебаний резонатора в средней части его, между плоскостями A и B, получаются максимальные значения поля. Для возбуждения колебаний с постоянной амплитудой плоскости A и B делаются в виде сеток, и через них пропускается электронный поток, состоящий из отдельных сгустков электронов. Эти сгустки должны быть так распределены во времени, чтобы они проходили пространство между сетками как раз в тот момент, когда поле их тормозит, т. е. отбирает их энергию. При обратном направлении поля между сетками электроны попадать туда не должны. При этих условиях в систему будет периодически накачиваться энергия, необходимая для поддержания колебаний, и колебания будут незатухающими.

Отсюда ясно, почему, например, сферическая форма резонатора неудобна для возбуждения колебаний. Необходимо, чтобы группа электронов, вошедшая в поле в момент, когда оно становится тормозящим, успела выйти из поля раньше, чем оно изменится на ускоряющее. Так как у сферического резонатора собственная длина волны приблизительно составляет 1,30 диаметра сферы, то отсюда следует, что если даже группа электронов имеет скорость, равную скорости света, она не сможет пройти по диаметру сферы раньше, чем поле изменится на обратное. Короче говоря, путь электронов в резонаторе не должен быть длиннее, чем $\frac{v}{c}\frac{\lambda}{2}$, где v — скорость электронов, а λ — собственная длина волны резонатора.

Таким образом, для возбуждения колебаний в резонаторе вышеуказанного рода необходимо иметь периодически следующие друг за другом сгустки электронов. Для того чтобы получить такие сгустки из непрерывного потока электронов, выходящего из катода, используется точно такой же резонатор-румбатрон, на который извне подается переменное напряжение и который в этом случае действует

как фазовая линза. В результате соединения двух таких резонаторов для совместной работы получается конструкция, представленная на рис. 7.

Первый резонатор *I*, служащий в качестве фазовой линзы, имеет дополнительную сетку *G*, которая действует как ускоряющий электрод для получения быстрого потока электронов. Со стороны *E* по коаксиальной линии подается переменное напряжение. На некотором определенном расстоянии за фазовой линзой *I* помещается резонатор *II*, который и приходит в колебания под действием периодически вступающих в него электронных сгущений. После выхода из резонатора *II* электроны улавливаются электродом *C*.

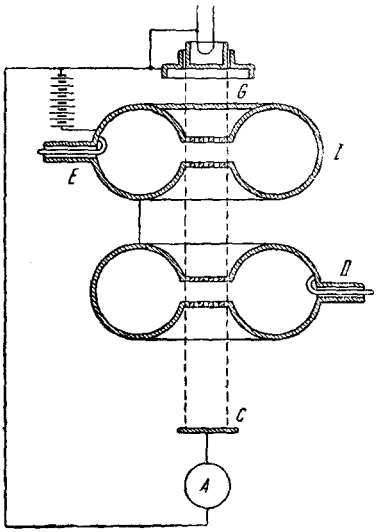

Рис. 7

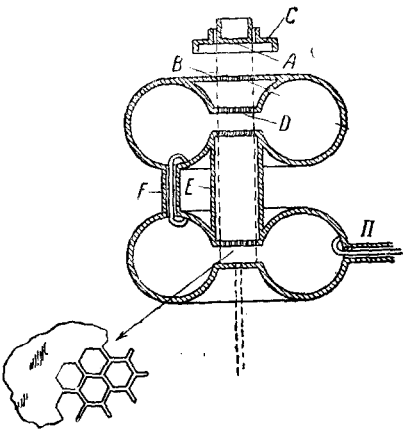

Рис. 8

Часть *I* авторы называют скучивателем (buncher), часть *II*, в которой сгустки электронов тормозятся и как бы „разбиваются", они называют улавливателем (catcher), а всю установку — клистроном от греческого слова „клизо", означающего разбивание волн или сгустков.

Клистрон в таком виде, как на рис. 7, где „скучиватель" *I* управляется независимым источником напряжения, например, антенной, является, очевидно, усилителем. Для превращения его в генератор надо использовать некоторую часть колебательной мощности резонатора *II* для управления фазовой линзой *I*, т. е. установить обратную связь. Получится конструкция, изображенная на рис. 8. Трубка *E*, соединяющая резонаторы *I* и *II*, введена в основном по механическим причинам. Обратная связь осуществляется с помощью коаксиальной линии *F*; такая же линия служит и для вывода потребляемой мощности из улавливателя *II*.

При наличии одновременно двух методов управления фазовой линзой *I*, т. е. обратной связи и внешнего источника сигналов, прибор будет работать как регенеративный усилитель.

На рис. 9 дана фотография некоторых деталей клистрона, а на рис. 10 — общий вид генератора.

Генераторы, построенные таким образом в Станфордском университете, при испытаниях дали весьма хорошие результаты. Как уже указывалось с помощью клистрона оказалось возможным получать мощности от 300—500W до 1 kW, при длине волны от 10 *см* до 40 *см* с кпд в 30—40%.

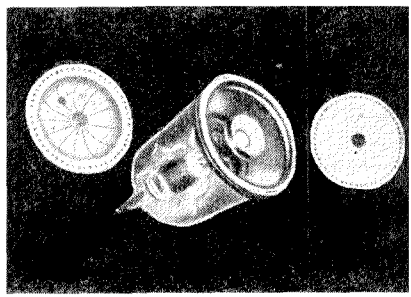

Рис. 9

Несколько другую, по сравнению с клистроном, конструкцию представляет собой усилитель Геффа. Автор поставил задачу построить усилитель для ультравысоких частот, который был бы свободен от некоторых недостатков обычных усилителей, проявляющихся особенно резко при высоких частотах. Задача состояла в том, чтобы устранить эффект конечного времени пробега электронов, устранить слишком сильную связь между выходом и входом усилителя и, наконец, уменьшить потери в колебательном контуре. В построенном им усилителе в основном все это достигается.

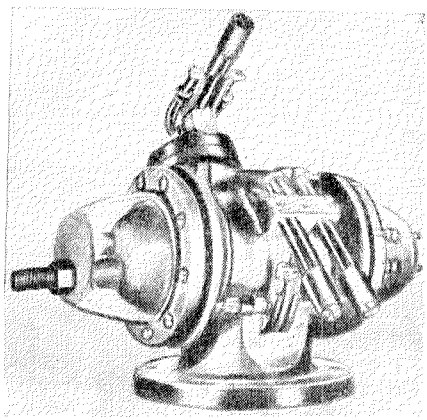

Рис. 10

В приборе Геффа используется колебательный контур в виде полой, почти замкнутой системы, имеющей форму короткой коаксиальной линии (рис. 11), так называемый „танковый контур". Для возбуждения его точно так же используется электронный пучок, направляемый вдоль внутренней трубки. Пучок этот промодулирован по своей плотности. Механизм возбуждения совершенно такой же, как и в клистроне. Поле во время хотя бы незначительных колебаний в контуре будет иметь вид, представленный на рис. 11. Мы видим, что почти во всей полости резонатора поле направлено радиально, в просвете же *ab* имеется и аксиальная составляющая поля, проникающая в небольшой степени и во внутреннюю трубку.

При движении зарядов вдоль внутренней трубы поле не будет производить никакой работы до тех пор, пока заряды не достигнут просвета *ab*. Если заряды проходят просвет *ab* в момент, когда электрическое поле направлено от *a* к *b*, они будут тормозиться, т. е. их энергия будет отдаваться контуру; наоборот, заряды, которые проходят

просвет в течение противоположного полупериода, когда поле имеет обратное направление, будут ускоряться, поглощая энергию контура.

Таким образом, колебательная система будет возбуждаться при прохождении вдоль внутренней трубки электронного потока, состоящего из отдельных групп электронов, которые должны пролетать мимо просвета с надлежащей частотой и в такой фазе, чтобы электроны всегда попадали в тормозящее поле. Условия для этого всегда можно создать, подбирая должным образом или размеры контура, или частоту модуляции электронного пучка.

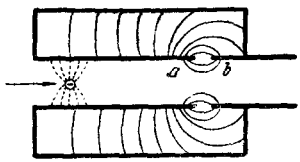

Рис. 11

Рис. 12 показывает схематическое устройство всего прибора. Интересной особенностью этой конструкции является то, что колебательный контур находится целиком с внешней стороны стеклянной трубки. Это дает возможность передвигать его в подходящее место или же снимать совсем для замены другим.

Два цилиндрических электрода A и B служат для ускорения электронов. Для получения очень резкого электронного пучка используется фокусирующее магнитное поле (соленоид C); электрод K служит в качестве коллектора и, наконец, для получения электронных сгущений и разрежений, нужных для возбуждения контура,

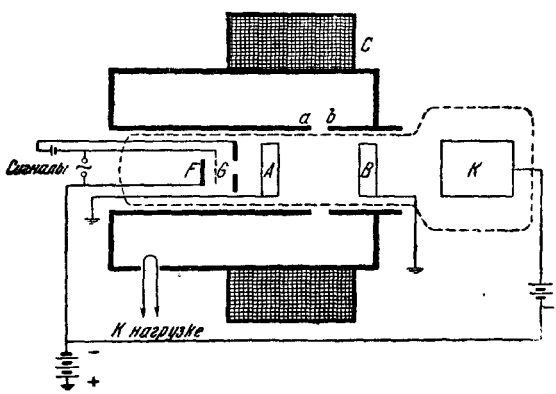

Рис. 12

введена обычная комбинация из сетки и катода GF. Если между сеткой и катодом приложено высокочастотное напряжение, электронный пучок будет периодически изменяться по своей интенсивности. Отдельные группы электронов, проходя затем просвет ab, будут возбуждать контур, как было указано выше.

Как видим, здесь о фазовой фокусировке электронов ничего не говорится; считается, что электронный пучок в достаточной степени будет промодулирован по плотности непосредственно после выхода из сетки. Как известно, при очень высоких частотах, благодаря инерции электронов, такая непосредственная модуляция плот-

ности электронного пучка становится почти невозможной. Однако, несмотря на это, при работе на не слишком высоких частотах усилитель Геффа и в таком, еще не вполне совершенном виде показал неплохие результаты. Так, например, при частоте в 450 MHz ($\lambda \approx 60$ *см*) и управляющей мощности около 10 W на выходе можно было получить мощность в 110 W. Общий кпд составлял приблизительно 35%. При этом ускоряющее напряжение было около 6 000 V и напряжение на улавливающем электроде около 2 000 V.

Совершенно тот же принцип действия лежит и в основе скоростно-модулирующих трубок Гана и Меткалфа. Имеются лишь небольшие изменения.

Приспособление, модулирующее скорость электронов, движущихся однородным пучком, представляет собой не что иное, как сдвоенную фазовую линзу. Электронный пучок проходит сквозь две пары сеток (рис. 13,*а*). Управляющее переменное напряжение приложено между сетками, соединенными попарно, как показано на рисунке. Если на верхней клемме в данный момент — положительный потенциал, а на нижней — отрицательный, то первая пара сеток, *AB*, действует на электроны ускоряюще, а вторая пара, *CD*, — тормозяще. Между внутренними сетками *B* и *C* поля не имеется, так как они соединены друг с другом. Если время пробега электронов между сетками *B* и *C* равно нечетному числу полупериодов переменного управляющего напряжения, то действия сеток *AB* и *CD* на пучок сложатся. При этом изменение скорости электронов по выходе из сетки *D* будет вдвое бо́льшим, чем оно было после действия первой пары сеток *AB*. Для получения наибольшей модуляции скоростей электронов нужно всегда стремиться к такому наложению действия первой и второй пары сеток.

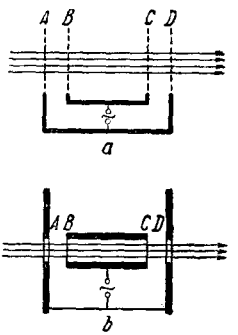

Рис. 13

Электронный пучок с промодулированными таким образом скоростями электронов подвергается дальше сортировке. Авторы предлагают для этого три метода.

1. Простое отделение медленных электронов от быстрых путем отклонения в магнитном или электрическом поле. При этом часть электронов может быть извлечена из пучка, так что останутся отдельные группы электронов, имеющих более или менее одинаковые скорости. Этот метод не является рациональным, так как при нем не используется весь поток электронов.

2. Метод „дрейфа“, который, как оказывается, ничем не отличается от фокусировки электронов по Брюхе-Рекнагелю. Электронам после выхода из сеток дается возможность свободно двигаться, „дрейфовать“, пока они не придут в фазовый фокус. Этим достигается то, что пучок, промодулированный по скорости, становится промодулированным в своей плотности.

3. Третий, наиболее интересный метод состоит в том, что промодулированные по скоростям электроны заставляют двигаться в тормозящем поле. При этом наиболее медленные электроны, пролетев некоторое расстояние, будут поворачивать обратно, а более быстрые могут достигнуть тормозящего электрода и будут им поглощены. Таким образом, наступает сортировка, аналогичная рассмотренной в первом случае. Но можно создать такое тормозящее поле, что вообще ни один электрон не сможет достичь тормозящего электрода; тогда произойдет „отражение" еще не сфокусировавшихся электронов, и фокусировка наступит при их обратном движении где-то невдалеке от модулирующих сеток.

Промодулированный тем или иным способом по плотности пучок электронов направляется затем в такие же две пары сеток, соединенные с колебательным контуром, и возбуждает колебания точно таким же способом, как это уже было описано в случае клистрона и усилителя Геффа. Отличие здесь состоит только в том, что электронный сгусток может дважды отдавать свою энергию контуру: один раз в первой паре сеток, а затем во второй.

В случае, если управляющее напряжение на первую группу сеток подается от какого-либо внешнего источника сигналов, вся конструкция будет работать как усилитель. Если же управляющее напряжение подавать на первую группу сеток с помощью обратной связи от второй, т. е. возбуждаемой группы сеток, то установка будет работать как генератор. Таким же путем может быть осуществлен и регенеративный приемник. В этом отношении мы здесь ничего нового по сравнению с клистроном не встречаем.

Однако, совершенно другая картина будет наблюдаться в том случае, если мы будем пользоваться фазовой фокусировкой электронов, происходящей после их отражения в тормозящем поле. Очевидно, можно подобрать такие условия, что сфокусированные сгустки электронов будут попадать снова в ту же группу сеток, которая произвела модуляцию скоростей, и возбуждать в ней колебания. В таком случае отпадает необходимость делать две группы сеток и устанавливать обратную связь между ними.

Такой генератор с тормозящим полем получается более компактным и простым, в то же время он интересен тем, что несколько напоминает баркгаузеновскую схему тормозящего поля.

Ганом и Меткалфом были сконструированы скоростно-модулирующие трубки нескольких типов, предназначенные для различных целей. Почти во всех конструкциях трубок группа четырех сеток *ABCD* имеет вид двух диафрагм, между которыми помещен цилиндр (рис. 13, *b*), т. е. используется конструкция электродов, предложенная Арсеньевой и Гейлем.

На рис. 14 приведены схемы подобных трубок. Те из них, которые работают как генераторы ультравысокочастотных колебаний, как правило имеют только одну группу сеток и работают по только что рассмотренному принципу отражения электронов в тормозящем поле. Рис. 14, *a* представляет схему генератора для волн от 10 до 14 *см*.

Трубки, предназначенные для усиления, имеют по две группы сеток. Одна из таких трубок изображена на рис. 14, *b*. Эта трубка при частоте в 300 MHz давала на выходе мощность около 50 W с кпд в 20—30%.

Наконец, трубка, приведенная на рис. 14,*c*, предназначена для гетеродинного приема и соответственно этому имеет две группы

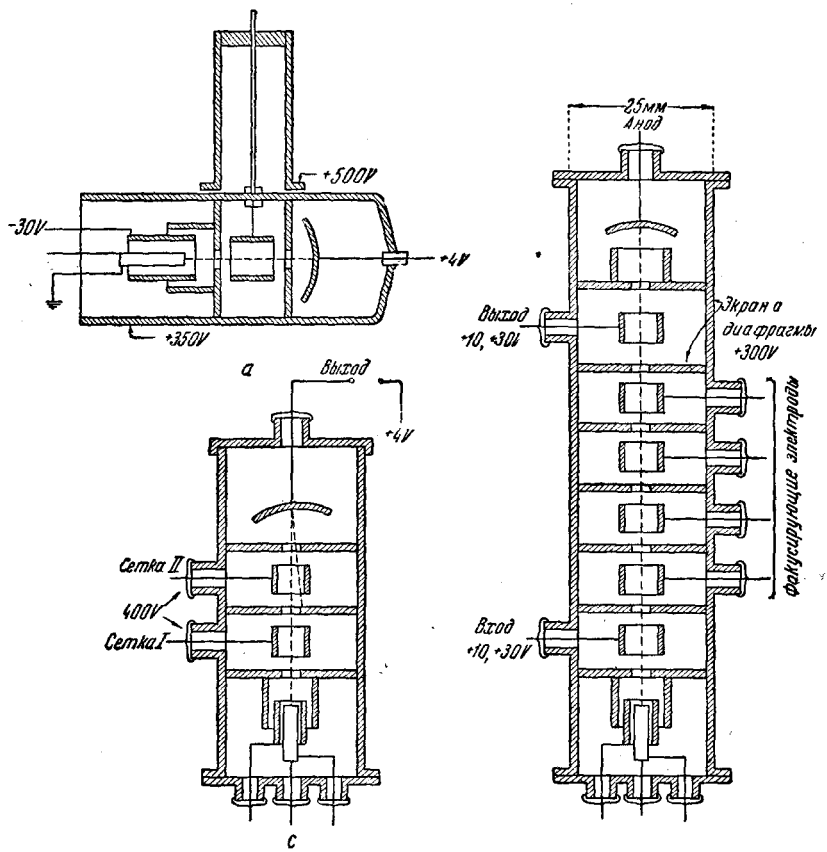

Рис. 14

сеток: одну — для приема сигналов и вторую — для наложения вспомогательной частоты от местного генератора.

Некоторые данные, касающиеся размеров трубок и используемых напряжений, указаны на рисунках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные типы генераторов и усилителей, работающих на электронно-лучевом принципе, являются пока первыми и далеко еще несовершенными конструкциями. Несмотря на это, результаты, даваемые ими, резко выдвигают их на первое место по сравнению

со всеми другими известными методами генерации и усиления ультравысокочастотных колебаний.

Подводя итоги всей теоретической и экспериментальной работе, проведенной при изыскании новых методов генерации ультравысокочастотных колебаний, можно притти к следующим выводам.

Обычная трехэлектродная лампа, являющаяся весьма совершенным прибором при сравнительно низких частотах, делается неприменимой при ультравысоких частотах, главным образом, потому, что в этих условиях оказывается непригодным метод управления электронным потоком с помощью обычной комбинации катод — сетка. Эта комбинация работает хорошо в том случае, если есть возможность непосредственно модулировать плотность электронного потока в лампе, а это возможно только при низких частотах.

При очень высоких частотах вследствие инерции электронов, которые к тому же для уменьшения времени пробега используются при весьма больших скоростях, сетка не может непосредственно повлиять на плотность электронного потока. Следовательно, при этих условиях в лампе обычной конструкции, где анод находится вблизи сетки и катода, управляющее действие сетки не может оказать нужного для генерации влияния на анодный ток. Но это не значит, что в данном случае действия сетки остаются совершенно безрезультатными. Как бы ни была велика скорость электронов и как бы ни было мало и кратковременно воздействие сетки, она все же успеет хотя бы незначительно изменить скорости электронов, а этого уже достаточно для того, чтобы при дальнейшем их движении на некотором расстоянии произошли и необходимые нам изменения в плотности электронного потока.

Таким образом, и при высокой частоте модуляция плотности электронного потока может быть произведена, но только не непосредственно, а через модуляцию скорости электронов, и изменение плотности наступает не сразу после действия сетки, а спустя некоторое время.

Ясно, что этот метод управления электронным потоком является совершенно новым, отличным от методов, употребляемых при низких частотах; при ультравысоких частотах этот метод управления является в настоящее время единственным, который приводит к желаемым результатам.

Использование нового метода управления — вот та главная особенность, которой отличаются рассмотренные выше конструкции генераторов и некоторые из усилителей. В самом деле, генератор-клистрон в сущности представляет собой ту же схему с обратной связью, только с новым способом управления электронным потоком.

Каковы же возможности, имеющиеся в этом методе управления, и что он может обещать для дальнейшего развития ультравысокочастотной техники? Можно с уверенностью сказать, что в области волн от 10 до 40 *см*, несомненно, вскоре появятся надежные и мощные источники колебаний; что же касается возможностей продвижения в сторону более коротких волн, то и здесь пока не

намечается каких-либо больших препятствий, так как трудности, имевшие место в обычной лампе, здесь почти полностью преодолены.

Полностью устраняется, например, такое явление, как нарушение синфазности управляющего напряжения и анодного тока, вследствие конечного времени пробега электронов. Хотя здесь результат управления сказывается не сразу, а спустя некоторое время, все же это время может быть всегда сделано равным целому числу периодов, благодаря чему соотношение фаз может быть всегда сохранено.

Правда, конечное время пробега электронов может сказаться в том, что электронам все же нужно некоторое время для прохождения в управляющем (фазовая линза) и возбуждаемом (резонатор) полях. Однако, этот эффект может быть уменьшен применением весьма малых путей пробега электронов в этих полях и применением пучков большой скорости. Увеличение скорости электронов не скажется существенно на эффективности управления, так как фокусировка электронов все равно будет наступать, но только на более далеком расстоянии.

Таковы в основном достоинства нового метода управления. Если прибавить к этому еще такое его преимущество, как легкость использования при новом методе полых резонаторов, то нельзя будет не согласиться с утверждением некоторых авторов [7,10], что открытие принципа скоростного управления и создание новых типов генераторов представляет для ультравысокочастотной техники такое же значение, какое в свое время имело для последующего развития радиотехники изобретение трехэлектродной лампы и сеточного управления Ли-де-Форестом в 1906 г.

Дальнейшее развитие нового метода пойдет, очевидно, по пути создания новых все более совершенных конструкций как генераторов, так и усилителей. Одновременно с этим нужна будет и более или менее полная математическая теория, которая должна дать возможность не только делать технические расчеты генераторов нового типа, но и выяснить возможно более глубоко все те процессы, которые имеют там место.

При выяснении многих вопросов, связанных с характером возникающих колебаний в той или другой электрической схеме, полезны бывают механические аналогии, которые часто можно соответствующим образом подобрать. Любопытно, что для явления фазовой фокусировки тоже имеется механическая аналогия, которая дает возможность даже построить модель простейшего электронно-лучевого генератора, как, например, генератора с тормозящим полем Гана и Меткалфа.

Для наглядного представления движения заряда в электрическом поле в физике часто пользуются механической аналогией, представляя ход потенциала поля в виде некоторого рельефа, а электрон — в виде тяжелого шарика, катящегося по поверхности этого рельефа. Пользуясь этим же методом, явление фазовой фокусировки можно представить на такой механической модели (рис. 15).

Между двумя плоскостями B и C, одна из которых наклонена к горизонту под некоторым углом, находится горизонтальная площадка A, способная колебаться вверх и вниз, будучи в то же время соединенной с B и C, например, с помощью резиновых полос R. Шарики, выходящие равномерно друг за другом из K, ускоряются при движении по наклонной плоскости и представляют, таким образом, аналогию немодулированного потока электронов. Пробегая далее колеблющуюся площадку A, они будут менять свои скорости точно так же, как меняют ее электроны в двух парах сеток в трубке Гана-Меткалфа. При дальнейшем движении по горизонтальной плоскости C шарики должны будут где-то группироваться, образуя сгустки. Таким образом, мы получим картину фазовой фокусировки.

Если теперь наклонить так же и плоскость C (положение C'), то угол наклона всегда можно подобрать таким, чтобы сгустки образовывались при обратном движении шариков в том месте, где находится площадка A (нужно только обратно идущие шары

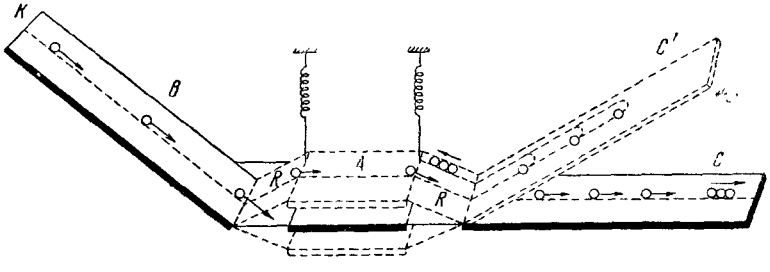

Рис. 15

направить мимо первых, чтобы избежать столкновения). Если сгусток будет вбегать на площадку в тот момент, когда она находится в максимальном верхнем положении, а сходить, когда она проходит через положение равновесия, то энергия сгустка будет отдаваться колебательной системе и система будет раскачиваться. Таким образом, мы получим модель генератора.

Весьма возможно, что, пользуясь такой наглядной моделью, можно было бы установить некоторые, хотя бы только качественные, особенности работы генераторов нового типа. Но все же полную картину характера самовозбуждения и установления устойчивых амплитуд, величины этих амплитуд и т. д. для генераторов нового типа сможет дать математическая теория, подобная той, которая создана сейчас для обычных ламповых генераторов. В настоящее время можно указать лишь на небольшое число работ, посвященных теоретическому разбору вопросов, связанных с электронно-лучевым методом генерации колебаний; это — работы Гана[17], Рамо[18], Гейгера[19] и Вебстера[20]. Все они касаются, главным образом, только вопроса поведения электронного пучка в продольных высокочастотных полях. При этом в первых двух работах[17,18] этот вопрос

решается довольно интересным методом; именно, электронный пучок рассматривается как некоторая среда, в которой можно возбуждать так называемые „электронные" волны, т. е. волны плотности пространственного заряда, распространяющиеся с несколько различными скоростями вдоль пучка. Наложение этих волн дает в некотором месте гребень, т. е. наибольшую плотность пространственного заряда, что вполне аналогично явлению фазовой фокусировки по Брюхе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sauthworth, Bell. System Techn. Journ., **15**, N 2, 284, 1936.
2. Barrow, P. I. R. E., **24**, 1298, 1936.

2a. Н. Н. Малов, Успехи физич. наук, **23**, 403, 1940.

3. Hansen, J. Appl. Physics, **9**, 654, 1938.
4. Hansen and Richtmyer, J Appl. Physics, **10**, 189, 1939.
5. Бунимович, Журнал технич. физики, **9**, 984, 1939.
6. J. Appl. Physics, **10**, 140, 1939.
7. Techn. Rev., **41**, 156, 1939.
8. Electronics, N 4, 9, 1939.
9. Hochfrequenztechn. u. Elektroak., Bd 54, H. 4 128, 136, 1939 (рефераты)
10. Inter Avia (Du nouveau dans l'atterrisage sans visibilité), N 631, March 31, 1939.
11. Haeff, Electronics, N 2, 30, 1939
12. Hahn and Metcalf, **27**, 106, 1939.
13. Arsenjewa-Heil u. Heil, Z. Physik, **95**, 752, 1935.
14. Brüche u. Recknagel, Z. Physik, **108**, 459, 1938.
15. Mayer, Z. techn. Physik, N 2, 38, 1939.
16. R. Warian and S. Warian, J. Appl. Physics, **10**, 321, 1939.
17. Hahn, General Elec. Rev., **42**, 258, 1939.
18. Ramo, P.I.R.E. **27**, 757, 1939.
19. Geiger, Die Telefunken Rohre, H. 16, 177, 1939.
20. Webster, J. Appl. Physics, **10**, 501, 864, 1939.