

ПОЛУЧЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ НЕЗАТУХАЮЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛН

Х. Е. Гольман *

О г л а в л е н и е

- Введение
- I. Колебания в схемах с обратной связью с положительным анодом
- а) Граница обратной связи
- в) Инверсия ультрадинамических характеристик
- II. Метод тормозящего поля
- а) Чистоэлектронные колебания
- б) Электронный генератор как связанная система
- с) Теория колебаний пространственного заряда
- д) Карликовые волны
- е) Инверсионные колебания (Inversionsschwingungen)
- ф) Влияние газа
- г) Специальные лампы и колебательные конторы
- III. Общее поведение разрядного промежутка при высоких частотах
- IV. Магнетрон
- а) Цилиндрический анод в магнитном поле
- б) Магнетрон с разрезанным анодом (разрезной магнетрон)
- V. Практические применения микроволн
- а) Прием
- б) Квази-оптическое распространение
- Литература

В в е д е н и е

Обзор современного состояния методов получения ультракоротких волн с помощью электронных ламп был уже дан несколько раз^{2,3}. Хотя с тех пор, в смысле получения ультракоротких или микроволн с более высокими частотами, не сделано сколько-нибудь заслуживающих внимание успехов, но экспериментальные исследования и теоретические представления о работе электронной лампы заметно расширились и углубились, что дало возможность сконструировать дециметровые передатчики с практически приемлемыми мощностями и плодотворно использовать дециметровую связь.

* Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 44, 37, 1934. Перевод Д. Р. Канаскова.

В настоящий момент микроволны вступают в первую стадию своего практического применения, и поэтому имеет смысл дополнить ранее опубликованные статьи обзором появившихся с тех пор работ и тем самым расширить тему включением вопросов приема и квази-оптического распространения.

1. КОЛЕБАНИЯ В СХЕМАХ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ АНОДОМ

а) Граница обратной связи

Получение ультракоротких незатухающих волн в схемах с обратной связью, употребляемых обычно для более длинных волн, т. е. в схемах, где в отличие от баркгаузен-курцовских схем с тормозящим полем сетка управляет анодным током, встречает, как известно, затруднения при все большем и большем уменьшении элементов, определяющих частоту колебательного контура.

По господствующим до сих пор представлениям имеются две причины, препятствующие произвольному повышению частоты, именно, во-первых, все увеличивающаяся трудность согласования возрастающей частоты с еще быстрее уменьшающимся кажущимся сопротивлением анодного контура и, во-вторых, необходимость поддерживать высокие анодные напряжения для сохранения определенного времени пробега электрона.

По опытным данным, имеющимся до настоящего времени, предел определяемый этими причинами, достигается при длинах волн около 60 см. Совершенно очевидно, что упомянутые эффекты должны сказаться еще до достижения этой длины волны в виде отступлений от обычного поведения более длинных волн. Укажем в связи с этим на точные опыты Масленникова и Смирнова⁵, наблюдавших при исследовании волн от 1—20 м отдельные области колебаний, ход которых при изменении анодного напряжения заметно менялся с частотой. Эти результаты имеют известное сходство с теми, которые были получены при изучении метода тормозящего поля, и они показывают, что даже при обычной обратной связи в области метровых волн время пробега электрона уже играет заметную роль.

Особенно бросается в глаза в этом отношении факт смещения максимума интенсивности в сторону более высоких напряжений при укорочении длины волны.

При этом, если ограничиться при измерениях прямолинейной частью характеристики и пренебречь ее кривизной, имеет место соотношение

$$\lambda^2 E_g = \text{const},$$

аналогичное баркгаузен-курцовской зависимости

$$\lambda^2 E_a = \text{const}.$$

При очень высоких анодных напряжениях от 600 до 700 В и $E_g = 0$ возникают волны от 10 до 15 см длины. С их возник-

новением сеточный ток меняет свой знак, как если бы сетка сама эмитировала электроны или улавливала положительные ионы. Совершенно так же, как и в специальных установках с тормозящим полем, эти колебания могут быть приведены в резонанс с контуром, составленным согласно рис. 1 из спиральной сетки и ее держателя, однако механизм возбуждения этих колебаний теоретически еще не выяснен.

Точное рассмотрение причин появления предельной длины волны в схемах с обратной связью привело Кребеля ⁶ к выводу, что колебания должны возникнуть вновь, когда время пробега электрона становится равным целому периоду. Однако в обычных лампах нельзя ожидать чистых результатов потому, что резонансная система ввиду различия в емкостях сетки и анода относительно катода несимметрична, и вследствие этого переменные напряжения на электродах не точно противоположны по фазе.

Исходя из этих соображений, была сконструирована специальная установка, которая обеспечивает при наименьших межэлектродных емкостях совершенную симметричность колебаний в лехеровской системе.

Таким способом граница возбуждения колебаний с обратной связью была смещена до волн длиной в 31 см. Если сопоставить вычисленное время пробега электрона ϑ с измеренным периодом колебания T для разных длин волн, то оказывается, что имеются два времени пробега, удовлетворяющие условиям возбуждения колебаний, именно, одно немного больше полупериода колебания, а другое немного меньше, чем $\frac{3}{4} T$.

Причиной этого являются индуцированные на нити переменные напряжения, изменяющие фазовые соотношения между сеточным и анодным напряжением. Особенно сильно это сказывается, когда амплитуда колебания на нити достигает величины сеточной амплитуды, потому что тогда уже нельзя пренебречь обратным влиянием переменных напряжений на аноде на анодный ток.

Теоретическое рассмотрение вопроса на основе этих предположений дает действительно два времени пробега электрона ϑ , именно $\frac{3}{4} T > \vartheta > \frac{5}{8} T$.

Чрезвычайно простым способом Томсон ⁷ сдвинул границу области применения электронных ламп в сторону более коротких волн. Он не только уменьшил размеры внешней резонансной системы, но одновременно довел размеры частей самой лампы до одной десятой ранее употребляемых величин. Правда, при этом получились расстояния между электродами в $\frac{1}{10}$ мм, которые можно применять лишь при плоских электродах и подогревных катодах.

При 115 V анодного напряжения и 3 mA анодного тока можно получить волну в 30 см, при волне же в 40 см ток и напряжение

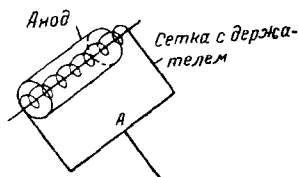


Рис. 1. Резонансный контур, состоящий из сетки и держателя.

можно уменьшить до $0,5 \text{ mA}$ и 45 V . Какие преобразования энергии возможны в системе с такими маленькими электродами, покажет будущее.

б) Инверсия ультрадинамических характеристик

Исходный пункт теории Кребеля, именно, допущение равенства ϑ и T , непосредственно ведет к теории инверсии ультрадинамических характеристик, в исчерпывающей форме данной Саханеком ⁸, обобщенной и проверенной на опыте Гольманом ⁹.

Теория инверсионных колебаний, оказавшаяся, между прочим, как это будет дальше показано, особенно плодотворной при рассмотрении метода тормозящего поля, исходит из того, что конечная скорость электронов вызывает при очень высоких частотах изменение вида характеристик. Это изменение связано с тем, что анодный ток отстает от управляющего напряжения на угол φ , который определяется соотношением $\varphi = \omega \vartheta$, где ϑ — время пробега электрона, а ω — круговая частота управляющего напряжения.

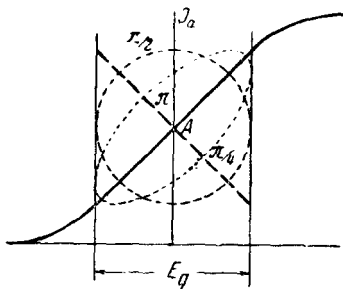


Рис. 2. Идеализированная ультрадинамическая характеристика (по Гольману).

Ультрадинамические характеристики какой-нибудь лампы при высокой частоте, снятые, например, с помощью броуновской трубки, синхронизированной в свою очередь с высокой частотой путем уничтожения внутреннего сдвига фаз в ней, можно при изменении времени пробега или частоты рассматривать как наложение двух сдвинутых по фазе угловых функций, как это показано на рис. 2.

Если статическая характеристика при $\varphi = 0$ возрастающая, то при постепенном росте φ она принимает форму эллипса. При $\varphi = \pi$ она переходит опять в прямую, но с противоположным наклоном. При дальнейшем росте сдвига фаз она опять деформируется в эллипс и, наконец, при $\varphi = 2\pi$ она вновь принимает свой обычный возрастающий вид, после чего процесс может быть повторен снова любое число раз.

При фазовых углах

$$\varphi = (2n + 1) \pi, \quad (n = 1, 2, 3, \dots)$$

ультрадинамическая характеристика становится падающей, в то время как при всех углах $\varphi = 2n\pi$ имеет место обратная инверсия, и характеристики делаются вновь возрастающими.

В действительности соотношения не так просты, ибо для тока, текущего во внешнюю цепь лампы, существенен ток конвенции, а не ток смещения.

Для теоретического рассмотрения вопроса можно заменить управ-

ляемый пространственным зарядом триод диодом с безинерционным управлением эмиссией, если пренебречь переменными напряжениями на аноде по сравнению с постоянным. Теория такого разрядного промежутка с периодической эмиссией дает для чисто-растущих или чисто-падающих ультрадинамических характеристик, которые в этом случае соответствуют колебательному максимуму или минимуму, фазовое соотношение:

$$\operatorname{tg} \varphi = \varphi.$$

Согласно этому соотношению уже нельзя считать, что $\omega\vartheta$ увеличивается просто пропорционально $n\pi$, но отдельные порядковые числа n дают следующие углы:

$n = 0$	1	2	3	4
$\omega\vartheta = 0$	1,41	2,45	3,46	4,48

Дальше оказывается, что переменный анодный ток тоже не остается неизменным, как это предполагается в принципиальной схеме рис. 2, а уменьшается с ростом сдвига фаз. Физически это надо понимать так, что имеющийся между электродами максимум объемного заряда компенсируется всегда минимумом его, так что в предельном случае при $n = \infty$ все минимумы и максимумы взаимно уничтожаются и во вне никакого переменного тока не поступает. Вследствие этого ультрадинамические характеристики с возрастающими инверсиями должны иметь более пологий ход. Далее, известно, что возникновение колебаний в схеме с самовозбуждением зависит не только от обратной связи, являющейся элементом схемы, но и от характеристики управляемого потока. При растущей характеристике выходное и управляющее напряжения должны быть противоположны, а при падающей — одинаковы по фазе.

В схеме с обратной связью при фазовых углах в $2n\pi$ колебания могут возникнуть вновь, когда ультрадинамические характеристики претерпевают обратную инверсию. В промежуточных же областях при фазовых углах в $(2n-1)\pi$ схема работает как чисто ваттное сопротивление.

В схемах с самовозбуждением с положительным анодом до сих пор еще не удалось экспериментально получить в периодической последовательности инверсионные колебания, соответствующие приведенным представлениям, хотя коротковолновые колебания, полученные Смирновым, по существу не что иное, как инверсионные колебания. Наоборот, с помощью установки, изображенной на рис. 3, можно экспериментально показать последовательность нескольких областей инверсии.

Схема состоит из 2 частей, именно: коротковолнового генератора II, с тормозящим полем, который возбуждает соединенную с ним схему I с самовозбуждением. Смотря по тому, будет ли возбуждение этой измерительной схемы отрицательно в областях инверсии или положительно в областях обратной инверсии, энергия будет

либо отдаваться генератору II либо тратиться на возбуждение колебаний в генераторе I. Следовательно, если менять ультрадинамический сдвиг фаз, например, при помощи анодного напряжения, при постоянной частоте возбудителя, тогда соответственно

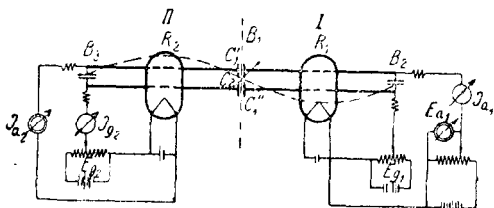


Рис. 3. Схема для измерения возбуждения (по Гольману).

колебаниям генератора II, анодный ток I_{a2} колеблется около своего среднего значения так, как это изображено на рис. 4 пунктирной кривой.

В нулевой точке для ΔI_{a2} средняя ультрадинамическая крутизна тоже равна нулю, и лампа не может ни поглощать энергию

ни уменьшать затухание. Для практического получения колебания в областях инверсии возбуждение, очевидно, уже недостаточно, если не улучшить условия резонанса особыми приспособлениями.

II. Метод тормозящего поля

В противоположность схемам с лампами с положительным анодом, по которым вследствие их малой применимости для получения дециметровых волн имеют лишь отдельные исследования, метод тормозящего поля Баркгаузена исследуется в значительном количестве из обозреваемых здесь работ.

Огромное количество господствующих здесь факторов наряду с невозможностью их точной классификации делает проверку часто противоречивых теоретических соображений чрезвычайно трудной. Можно только в грубых чертах, отказавшись от отдельных деталей, привести в известный порядок основные точки зрения, сделав обзор современного состояния исследований по этому вопросу.

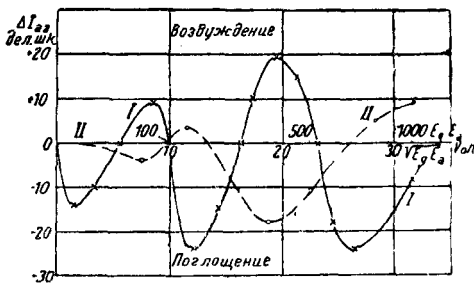


Рис. 4. Области возбуждения, X - лампа с задерживающим полем, — — — обратная связь.

а) Чисто электронные колебания

Обычно баркгаузенская теория исходит из представления о колеблющихся между электродами свободных электронах, длина волны которых согласно известному соотношению $\lambda^2 E_e = \text{const}$ зависит

исключительно от потенциала электродов. В большинстве случаев в сетку и анод включается лехеровская система, которая благодаря переменным напряжениям на электродах влияет на колеблющийся пространственный заряд и создает сложные скачки частот и явления увлечения. По мнению большинства авторов такие резонансные напряжения на электродах необходимы для конфазного и синхронного управления электронными колебаниями. Однако в этом случае частота увлекается или стабилизируется резонансными частотами внешнего контура, в особенности, когда внешняя система настроена в резонанс.

Наряду с этим в последнее время с разных сторон получила подтверждение гипотеза о том, что, кроме этих вынужденных колебаний, возникают так называемые „чистые“ баркгаузеновские колебания.

Так например, Морита наблюдал электронные колебания, возникающие независимо от внешней цепи. Однако он указывает на особый подбор размеров частей его лампы. В частности, если закрыть частую сетку более редкой, то никакой разницы в статических характеристиках не получается. Далее, отношение радиуса анода к радиусу сетки $\frac{r_a}{r_g}$ должно равняться 2,5. Если величина этого отношения сильно отклоняется от 2,5, тогда колебания делаются нестабильными, а при $\frac{r_a}{r_g} = 3$, в противоречии с формулой Баркгаузена, с увеличением сеточного напряжения волны делаются длиннее. Если уничтожить соответствующими мерами резонансный эффект внешней цепи или электродов самой лампы, тогда тоже возникают чисто баркгаузеновские колебания. Такое уничтожение мешающих сопутствующих колебаний может, например, иметь место при коротком емкостном замыкании внутри лампы. Калинин¹² построил сетку в виде свободно колеблющегося диполя с собственной длиной волны от 4 до 6 см, лежащей далеко за пределами исследуемой им области волн. В такой „аперiodической“ лампе при малом положительном анодном потенциале он получил колебания, зависящие только от напряжения на сетке, с энергией в 0,1 W. Сравнивая наблюдаемые Видингтоном, вызванные газовыми ионами длинноволновые колебания, с баркгаузеновскими электронными колебаниями, Оргель¹³ пришел к неизбежному выводу, что баркгаузеновские колебания могут возникнуть независимо от внешней цепи, так как в области волн от 500 м цепи электродов не играют никакой роли, а других резонансных цепей в схемах не имеется.

в) Электронный генератор как связанная система

По баркгаузеновским представлениям каждый электрон рассматривается в отдельности. В действительности, однако, вылетающие в разное время из нити электроны должны создать конфазное колебательное движение, т. е. должны образовать густое колеблющееся облако пространственного заряда, если лампа подвергается

постоянному внешнему воздействию. Чтобы истолковать подобный синхронизм отдельных колебаний, большинство исследователей принимает, что на электродах индуцируются переменные напряжения заметной величины, которые могут, однако, в момент начала колебаний быть малыми. Особенно большие переменные напряжения накладываются на потенциалы электродов, когда электроды сами или вместе со включенной лехеровской системой находятся в резонансе с электронными колебаниями.

В прежних работах появление в этих случаях скачков частот, сопровождаемых значительным ростом энергии, приписывалось колебательному изменению самой частоты, причем переменные напряжения при определенном фазовом положении вызывали рост электронной частоты до резонансной („частотная обратная связь“).

В настоящее время различные исследователи рассматривают эти явления скачков частот с их различными областями волн как волны

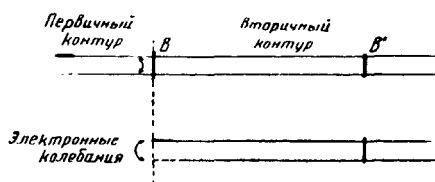


Рис. 5. Электронные колебания в качестве первичного контура (по Кингу).

связи возбужденной связанной системы. При этом роль первичного контура играет колеблющийся пространственный заряд, в то время как включенная лехеровская система действует как вторичная цепь, как это по Кингу¹⁴ наглядно показано на рис. 5.

Колеблющийся пространственный заряд заменен обычным генератором с обратной связью, к которому правее моста B приключена лехеровская система. У электронного генератора связь между служащими первичным контуром пространственным зарядом и настраиваемым контуром осуществляется общими для обеих систем переменными полями между сеткой и анодом. У генератора же с обратной связью эта связь осуществляется при излучении через общий импеданс мостика B . При смещении моста B' кривые частот генератора с обратной связью получаются подобными кривым, уже известным для электронного генератора. Надо однако, заметить, что сравнение не должно быть слишком строгим, потому что обратное действие вторичного контура на электронные колебания — явление существенно другого рода, чем взаимодействие между двумя связанными контурами.

Струтт^{15, 16} тоже рассматривает появляющиеся при расстройке лехеровской системы, включенной в цепь лампы, скачки волн как явления затягивания в связанных системах, имеющие место при слабом возбуждении лампы с тормозящим полем и исчезающие при сильном возбуждении. Вундт¹⁷ тоже объясняет одновременную зависимость длины волны как от режима, так и от внешней резонансной системы эффектом связи между внешней лехеровской системой и связанными с ней через электроды лампы электронными колебаниями. Однако он не дает точной теоретической формулировки для взаимодействия напряжений в этом случае.

Чтобы проверить свою теорию, данную для плоских электродов, Вундт сконструировал особую лампу с пластинчатыми электродами. Так как в этом случае все очень сильно зависит от однородности поля, так что в обычных лампах с плоскими электродами и одной или несколькими нитями накала колебания не возникают, Вундт употребляет вместо предложенного Романовым^{1, 29} подогреваемого электронной бомбардировкой плоского катода лампу, в которой против плоской сетки поставлены 14 параллельно соединенных оксидных нитей. Для упрощения теоретических расчетов он включил лехеровскую систему между анодом и катодом, так как принципиально результаты эксперимента такие же, как и при обычном включении ее между анодом и сеткой.

Исходя из дифференциального уравнения колеблющегося объемного заряда и известных уравнений для энергии лехеровской системы, на одном конце закороченной, а на другом нагруженной емкостью лампы C_0 , Вундт вывел следующее соотношение для установившейся волны связи:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi c C_0 Z} \left[1 - \frac{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2} \right],$$

где λ_0 — возникающая независимо от внешних переменных напряжений чисто баркгаузеновская электронная волна, λ_1 — волна, возникающая от наведенных зарядов на электродах, Z — волновое сопротивление проводки. Величина $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2$, очевидно, весьма существенна для связи между обеими системами и определяет отклонение частоты связи от собственных частот составляющих контуров. При $\frac{\lambda_0}{\lambda_1} = 0$ вышеприведенное уравнение переходит в следующее:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{\lambda}{\text{const}},$$

которое, как известно, дает выражение для собственной волны внешнего контура при отсутствии воздействия электронных колебаний. Наличие в уравнении функции тангенса дает бесконечное множество ветвей кривой, различающихся на $\frac{\lambda}{2}$, однако, ход обертонов принципиально совпадает с ходом основного колебания.

На рис. 6 пунктиром дана кривая зависимости собственных ко-

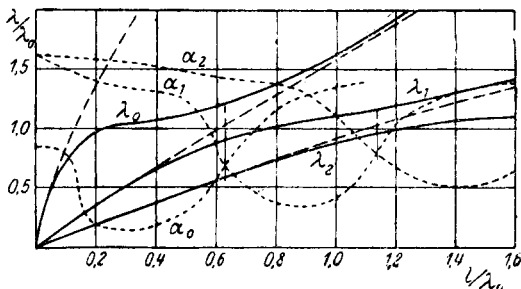


Рис. 6. Теоретические области колебания (по Вундту).

лебаний лехеровской системы от длины проволоки и далее даны волны связи при $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_1}\right)^2 = 0,19$ тоже в зависимости от длины проволоки. Рассматривая в связи с этим нанесенный пунктиром ход декремента затухания $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2 \dots$ для разных обертонов, можно проследить, каким образом с непрерывным ростом l возбуждается основная частота, как только α_0 делается достаточно малым. Однако декремент затухания α_1 первого обертона постепенно уменьшается и делается меньше α_0 . В этот момент частота связи перескакивает с кривой для λ_0 на кривую для λ_1 и т. д. Ход изменения энергии с его периодическим максимумом находит тоже свое объяснение в соответствующем минимуме для α . В связи с приведенной теорией находятся и вычисления Эльдера¹⁸, выведшего те же зависимости, исходя из энергетических соотношений, и показавшего в частности, каким образом мощность постоянного тока, подводимого к трубке, преобразуется в энергию колебания. Отдаваемая трубкой колебательная мощность дается соотношением

$$L = - \frac{U \beta i a_0}{4\pi},$$

где U — амплитуда напряжения между катодом и анодом, i — эмиссионный ток в трубке при отсутствии колебаний, уменьшенное значение которого при наличии колебаний дается умножением на β , где β — проницаемость сетки, т. е. величина, пропорциональная отношению площади отверстия сетки ко всей ее поверхности, и $a_0 = \omega t$ — „продолжительность жизни“ электрона до момента его попадания на сетку. С другой стороны, мощность, необходимая для поддержания во внешней системе колебания с амплитудой U , равна $CU^2\alpha$, так что можно написать

$$\frac{U \beta i a_0}{4\pi} \geq CU^2\alpha$$

или

$$\frac{\beta i a_0}{4\pi CU} \geq \alpha.$$

Левая часть не зависит от длины волны, и в вундовской диаграмме может быть представлена прямой, параллельной оси абсцисс. В зависимости от положения прямых отдельные области колебаний перекрываются. Колебания становятся тогда нестабильными и дают „петли затягивания“; иначе говоря, скачки частот при удлинении лехеровской системы лежат в других местах, чем при ее укорочении, что находится в согласии с экспериментом.

Максимальная мощность колебаний по Эдлеру имеет величину

$$L_{\max} = 0,13 \beta k i E_g.$$

Ввиду того что $\beta < 1$, она составляет только несколько процентов подводимой мощности постоянного тока.

Морита¹¹ исследовал на большом количестве ламп, как зависит возбуждимость и интенсивность колебаний в лампе с тормозящим

полем и внешней системой с переменной настройкой от условий и в особенности от размеров лампы. Вообще говоря, колебания возбуждаются уже до того, как ток сетки достиг насыщения, но в области насыщения они наиболее устойчивы. Анодный ток не является надежной мерой колебательной энергии, хотя она и имеет тем большее значение, чем сильнее колеблется I_a при расстройке внешней системы.

Для выяснения роли диаметра анода были исследованы различные лампы с постоянным радиусом сетки в 2 мм, но с разными отношениями $r = \frac{r_a}{r_g}$. Рассмотрение разных областей колебаний при различных сеточных напряжениях, данных на рис. 7, показывает, что хотя при больших r имеют место значительные колебательные токи, однако, ход изменений длины волны неупорядочен, и главное — для коротких волн требуются очень высокие сеточные напряжения. При $r = 2$ никаких колебаний вообще не получается.

Кроме диаметра анода, заметное влияние на интенсивность колебаний имеет шаг спирали сетки p . Если шаг спирали велик, тогда средняя скорость электронов, проходящих через сетку, меньше, чем при малых p , и в соответствии с этим длина волны растет при одновременном сдвиге максимума колебаний в сторону более высоких напряжений. С уменьшением шага спирали доля тока, проходящего через сетку, уменьшается, а тем самым и энергия колебаний. При слишком больших шагах благодаря искажению поля нарушается синхронизм колебаний отдельных электронов.

Если сконструировать лампы с разными шагами спиралей путем применения различных сеточных проволок и подобрать размеры электродов так, чтобы проницаемость сетки β , а следовательно, и статические характеристики оставались приблизительно постоянными, то оказывается, что тонкие сетки с малыми шагами значительно более выгодны, что и следовало ожидать на основании соображений об однородности поля. При пропорциональном уменьшении всех размеров лампы частота возрастает при одновременном уменьшении энергии.

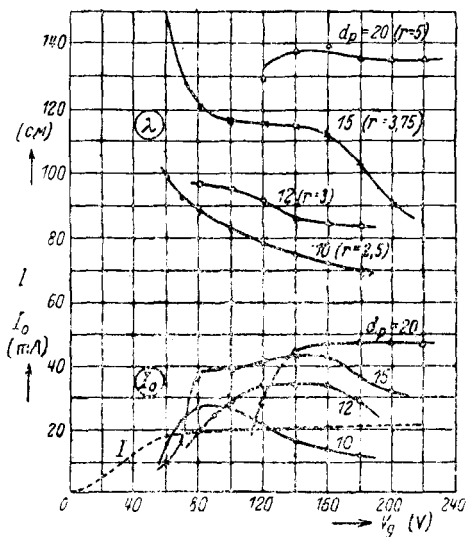


Рис. 7. Области колебаний при различных значениях отношения радиуса анода к радиусу сетки (по Морита).

Чтобы реализовать удовлетворяющие теоретическим требованиям плоские электроды, Морита сконструировал лампу с катодом, состоящим из 16 параллельно соединенных нитей, образующих цилиндрическую поверхность. В противоположность прежним наблюдениям скачки частот в этой лампе симметричны, и нельзя отличить „баркгаузеновские“ колебания от „Жиль-Морелевских“. Очевидно, речь здесь идет об особенно простом эффекте связи, который тем более вероятен, что электронные колебания имеют место также и при отсутствии внешнего контура. Если увеличить расстояние между проволоками, тогда связь делается слабей, и явления скачков частот постепенно исчезают.

Из различных способов включения лехеровской системы между анодом, сеткой и катодом наиболее сильные колебания и наиболее острые резонансные кривые дает обычное включение ее между противоположными по фазе анодом и катодом.

В следующем параграфе будет дана подробная теория эффекта связи с одновременным рассмотрением колебания пространственного заряда как такового.

с) Теория колебаний пространственного заряда

Во всех вышеприведенных рассуждениях колеблющийся пространственный заряд был предположен заданным. Он мог приходить в колебание либо под воздействием статических потенциалов на электродах либо мог быть увлечен или синхронизирован включенной в лампу внешней колебательной системой. При этом оставался открытым уже подчеркнутый нами вопрос о том, каким образом создается та упорядоченность движения электронов, которая необходима для создания их конфазного и синхронного колебательного движения.

В этом направлении Меллер²⁰ развивает свою теорию „Анодной и фазовой сортировки“ („Колебания времени пробега“), в которой для количественных расчетов предполагается, что между анодом и катодом имеются хотя и малые вначале переменные напряжения, играющие заметную роль в обоих этих процессах. При „анодной сортировке“, впервые описанной Капцовым, электроны, которые подлетают к аноду, в течение определенной части периода, когда анод положителен, целиком анодом улавливаются и, таким образом, выключаются из дальнейшего процесса. Остальные же электроны возвращаются на сетку и поддерживают колебания. „Анодная сортировка“ не всегда, однако, достаточна для объяснения баркгаузеновских колебаний, ибо известно, что в баркгаузеновском генераторе возбуждаются колебания и при отрицательном анодном потенциале, когда, вообще говоря, электроны не могут на него попадать и им отсортировываться. Эти колебания, правда, продолжают до тех пор, пока амплитуда напряжения на аноде не становится больше отрицательного анодного напряжения, когда вновь начинается анодная сортировка. Можно построить такой механизм сортировки, который пригоден и для случая, когда коле-

бания возникают и при отрицательном аноде, а следовательно, и для применения к чисто баркгаузеновским колебаниям. Надо иметь при этом в виду, что время пробега электронов, возбужденных при слабых еще колебаниях анодного напряжения, вследствие большей „высоты падения“ больше, чем время пробега электронов, отраженных тормозящим полем. Эта разность времен пробега $d\vartheta$ полагается пропорциональной разности амплитуд dx . Однако вследствие этой разницы во времени пробега электроны с увеличенными амплитудами позже возвращаются от катода, т. е. их 2-е колебание наступает слишком поздно, и „сортировка“ имеет место уже в другой фазе. Весь процесс изображен на рис. 8, где сверху электроны соответственно их равномерному вылету из катода равномерно распределены по оси времени. Электроны с большими амплитудами замедляются перед анодом, причем ради простоты принимается, что $d\vartheta = dx$, и позже возвращаются к сетке. Как будет видно дальше, пространственный заряд сгущается после каждого колебания тем сильнее, чем быстрее уменьшается dx , в то время как при других условиях пространственный заряд разрежается. Теоретически соотношения здесь таковы, как если бы анодный ток колебался так, как указано на рис. 8, черт. 3. Если блокировать электроды при высоких частотах идеальными дросселями, тогда колеблющийся пространственный заряд создает „напряжение холостого хода“, пропорциональное выходному напряжению

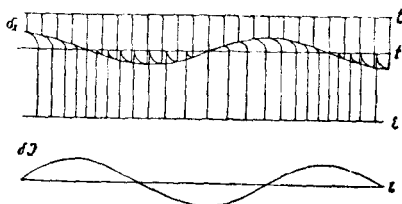


Рис. 8. Фазовая сортировка (по Меллеру).

$$U_a = U \cos \omega t.$$

Коэффициент пропорциональности, который носит название „коэффициента возбуждения“, имеет для „фазовой сортировки“ вид

$$D_{ph} = \frac{\pi^4 I_0 x_0}{2\omega E_g} \left(\frac{1}{1-\beta} - \Delta U \right),$$

а для „анодной сортировки“:

$$D_a = \frac{i \pi^3 I_0 x_0}{\omega e_h} \left(\frac{1}{1-\beta} - \Delta U \right),$$

где I_0 — плотность эмиссионного тока, а β — проницаемость сетки. Рассмотрение этих результатов ведет к следующим экспериментально подтвержденным выводам. D растет с ростом тока через трубку (I_0); значит данной трубке надо дать накал возможно более сильный.

При „фазовой сортировке“ в знаменателе стоит E_g , и при „анодной сортировке“ в знаменателе стоит напряжение накала e_h . Следовательно, малые трубки со слабой эмиссией могут быть возбуждены только при положительном анодном напряжении благодаря значительно более сильной в этом случае анодной сортировке. Да-

лее, „коэффициент возбуждения“ пропорционален расстоянию между электродами или вернее электронной амплитуде x_0 . Если уменьшить путь электрона x_0 путем увеличения, например, отрицательного анодного напряжения, так что электроны будут принуждены раньше возвращаться к сетке, тогда D уменьшается и колебания срываются.

Относительно энергии колебаний надо заметить, что анодный ток, как и сеточный ток, в обычном генераторе с обратной связью является вредной потерей. Между обрывом колебаний при E_a отрицательном и $E_a = 0$ лежит максимум интенсивности.

Если включить в лампу лехеровскую систему с комплексным сопротивлением R , то имеет соотношения

$$D \geq 1 - \frac{1}{\omega^2 LC}$$

или

$$D \geq C_1 \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_1} \right)$$

в зависимости от того, представляет ли собой лехеровская система емкостное или индуктивное сопротивление. Наиболее мощные колебания возникают между $L = \infty$ и резонансным значением $\frac{1}{\omega^2 C}$.

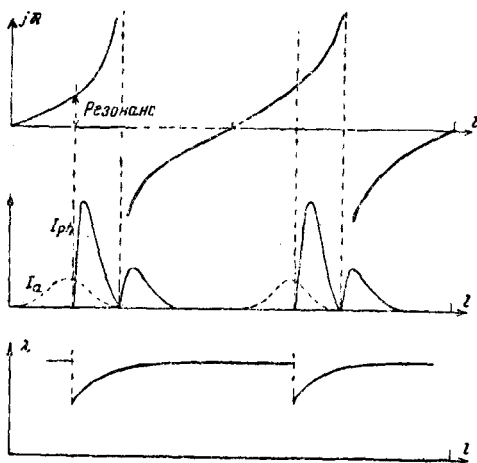


Рис. 9. Области колебания лампы с задерживающим полем.

Но и тогда, когда $D > 1$, при очень больших отрицательных значениях R возникают слабые колебания. При этом получаются области колебаний, которые с учетом сдвига фаз, созданного сопротивлением затухания, представлены на рис. 9б.

Экспериментально эти области были наблюдаемы Танком и Шильткнехом. Ход изменений длины волны возбужденных фазовых колебаний, данных на рис. 9с, тоже находится в согласии с вышеприведенной теорией.

В связи с вышеприведенной теорией Меллер и Гильш подвергли точному рассмотрению характер возбуждения колебаний, потому что, например, для приема ультракоротких волн желательно мягкое возбуждение.

Рассматривая крутизну амплитудной кривой как функцию „коэффициента возбуждения“, они пришли к выводу, что ширина области скачков наибольшая при средних коэффициентах возбуждения и что она уменьшается как с ростом, так и с уменьшением D . При

очень малых коэффициентах возбуждения явления скачков частот совершенно исчезают. Гельмгольц²¹ точно исследовал фазовую сортировку и подсчитал полный коэффициент возбуждения из суммы всех колебаний, всех полупериодов с учетом того, что плотность колеблющегося пространственного заряда при каждом прохождении через сетку уменьшается на β -ю часть, и для цилиндрических ламп получил выражение

$$D_{\text{выч}} = \frac{\pi^4}{2} \frac{I_0 x_0}{2 \omega E_g} \frac{1}{2(1-\beta)}.$$

Если работать в точке „возбуждения“ колебания, то получается формула

$$D_{\text{изм}} = 1 - \frac{1}{\omega CR},$$

согласно которой D может быть найдено из экспериментально определяемых величин и сравнено с вычисленным по формуле Меллера.

Для упрощения измерений экстраполируют нанесенную в квадратичном масштабе резонансную кривую по прямой линии до напряжения, равного нулю. Опыт дает совпадение с выведенной из вышеприведенных соображений формулы для $D_{\text{выч}}$ с точностью $2\frac{1}{10}$, и,

следовательно, процесс описывается этой исправленной формулой более точно, чем формулой Меллера.

Данные Капцовым для объяснения анодной сортировки уравнения движения вылетающих из нити в разное время электронов не получили общего решения и были решены Капцовым эмпирически посредством далеко идущих упрощений. Они были решены графическим интегрированием Сирсом²², который на основании этого вычислил частоту свободных электронов по известной формуле Шейбе.

Таким путем можно было учесть влияние пространственного заряда, первоначальных скоростей электронов и амплитуды переменного напряжения. На рис. 10 начерчено несколько электронных путей для $E_a = 0$ и для противоположного по фазе переменного напряжения между сеткой и анодом с амплитудой в 10 В. На рисунке можно видеть, как переменное поле деформирует электронные пути, которые для случая отсутствия переменного поля изображены пунктирной кривой.

Приведенный пример подтверждает теорию Капцова, согласно которой все электроны, эмитированные при фазовых углах от 90 до 270°, не могут образовать никакой колеблющейся группы, и поэтому они отсортировываются. Жиль²³ тоже исследовал схему с тормозящим полем с лехеровской системой между сеткой и анодом. В трубке с диаметром анода в 25 мм и с сеточным напряжением

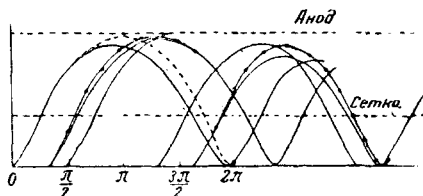


Рис. 10. Пути электронов (по Сирсу).

от 24 до 157 V, он возбуждал обертоны с максимумом энергии при длинах волн в 5,75, 4,00, 3,04 и 2,48 м. В этих областях наблюдались некоторые характерные для метода тормозящего поля закономерности. Если выравнивать при соответствующем максимуме интенсивности различных обертонов, кроме сеточного напряжения, также и накал, то оказывается верным общее баркгаузенское соотношение $\lambda^2 E_g = \text{const}$. Но эти обертоны возникают и при постоянном сеточном напряжении и при изменении одного накала, причем для каждого E_g оказывается применимой зависимость $\lambda^2 i_g = \text{const}$. Для любого значения E_g и i_g имеет место условие

$$\frac{\lambda^2 i_g}{V E_g} = \text{const},$$

которое можно рассматривать как обобщение простой баркгаузенской формулы.

Теоретические рассуждения исходят из того предположения, что колебания поддерживаются только в том случае, если насыщенным является пространство между анодом и сеткой, но не между сеткой и катодом, ибо только в этом случае пролетающие сквозь сетку электроны могут управлять током, идущим из катода. Из факта периодического разрежения и сгущения пространственного заряда перед анодом и связанными с этим колебаниями распределения потенциала следует, что возникновение колебаний возможно только тогда, когда период равен 2ϑ , где ϑ — время пробега электрона по пути d от сетки до точки поворота у анода. Так как это время пробега

при насыщении равно $\frac{3}{2} d \sqrt{\frac{2m}{e E_g}}$, то отсюда длина волны

$$\lambda = \frac{30 d}{V E_g (\text{вольт})}$$

или

$$\lambda^2 E_g = 900 d^2,$$

что хорошо совпадает с измерениями в вышеуказанной области длин волн, что сильно отличается от величины, данной Баркгаузен¹¹. Первое колебание возникает тогда, когда доля тока, проходящего через сетку, делается достаточной для насыщения пространства между анодом и сеткой. Если через сетку идет большое количество электронов, тогда согласно вышеприведенной формуле длина волны укорачивается до тех пор, пока наступающее насыщение пространства между катодом и сеткой не кладет предел этому укорачиванию длины волны. В практически употребляемых лампах оба значения часто весьма близки, так что в большинстве случаев возникает только одна волна, что и получалось в прежних измерениях Жилия и Мореля. В соответствии с другими теориями из приведенных соображений следует, что пространство между сеткой и анодом должно быть больше, чем пространство между сеткой и катодом, если лампа работает по методу тормозящего поля.

Морита¹¹ в уже упомянутой работе рассматривает колебания плотности пространственного заряда вне сетки как причину возникновения электронных колебаний при потенциалах сетки, близких к насыщению. Если в анодном пространстве имеется пространственный заряд Q , то число электронов, проходящих через сетку, уменьшается, так что в стационарном состоянии сеточный ток принимает значение I_g . Если, однако, Q под влиянием какого-нибудь толчка неожиданно увеличивается, тогда возникновение колебания возможно, если сетка пропускает много электронов, в противном же случае, когда сетка улавливает электроны, колебания гасятся. Это условие формулируется так, что возникновение колебаний зависит от того, будет ли $\frac{dI_g}{dQ} \leq 0$. Однако условие $\frac{dI_g}{dQ} < 0$ выполняется только при сеточном токе, не достигшем насыщения, потому что только при этом условии пространственный заряд, проникший вследствие своей кинетической энергии в анодное пространство может уменьшаться благодаря росту сеточного напряжения вследствие возрастания сеточного тока I_g . Если внезапное изменение пространственного заряда вызывает на сетке колебания напряжения dE_g и если q_1 есть колебание пространственного заряда на одном сантиметре поверхности электродов, тогда имеем следующее дифференциальное уравнение колебаний пространственного заряда:

$$\left[2,7 \pi \left(\frac{m}{e} \right) \frac{d^3}{E_g} \right] \left(\frac{2}{\pi} \right) \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \left[2,7 \pi \left(\frac{m}{e} \right) \frac{d^3}{E_g} \right] \frac{dI_g}{dQ} \frac{dq_1}{dt} + 8d = 0.$$

При отрицательных $\frac{dI_g}{dQ}$ отсюда получаются колебания с круговой частотой

$$\omega = \frac{8}{\sqrt{5,4 \left(\frac{m}{e} \right) \frac{d^2}{E_g}}}$$

или с длиной волны

$$\lambda = \frac{895}{\sqrt{E_g}} 4d,$$

— формула, совпадающая с баркгаузеновской, с числовым фактором 1000. Если заменить внешнюю лежеровскую систему последовательным соединением самоиндукции L и емкости C , что, безусловно, допустимо в интересующем нас случае резонанса, и если C_0 есть емкость сетка — анод, тогда получим вместо вышеприведенного уравнения, описывающего процессы только в самой лампе, дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^4 q_1}{dt^4} + (\omega_1^2 + \omega_2^2) \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \omega_1 \omega_2 \left(1 - \frac{C'}{2C_0} \right) q_1 = 0,$$

где C' — комбинации из C и $C_0 = \frac{CC_0}{C} + C_0$. Это уравнение соответствует общей теории связанных контуров и представляет изменение длины волны при резонансе ($\omega_1 = \omega_2$) как функцию связи

$\frac{C'}{2C_0}$. Хотя общая теория связанных систем охватывает и скачки частот, однако, колебания интенсивности вблизи резонансного положения не находятся в согласии с простой теорией связанных систем, и находит свое объяснение лишь в особых условиях связи, при которых внешний индуктивный контур поддерживает, а емкостный гасит колебания пространственного заряда.

Для практического расчета лампы с тормозящим полем на определенную длину волны приведенные соображения дают формулу

$$\lambda = \frac{195 d_a^{\frac{2}{3}}}{\left(\frac{I_s}{I_a}\right)^{1/3}},$$

если отношение диаметров $\frac{d_a}{d_g} = 2,5$. Согласно этому для волны длиной в 50 см I_s должно равняться 20 мА, длина анода $l_a = 2$ см и диаметр = 6,8 мм.

Ростани²⁴ исходит из того известного факта, что на емкость конденсатора с разреженным газом в качестве диэлектрика влияют газовые ионы. Ток, проходящий через конденсатор с поверхностью F и расстоянием между обкладками d , при переменном напряжении V равен

$$I = j \frac{ne^2 F}{md\omega} V = j \frac{1}{L\omega} V,$$

где

$$L = \frac{md}{ne^2 F},$$

а m , e и n — масса, заряд и концентрация ионов.

Кроме этой индуктивной компоненты тока, через конденсатор проходит еще ток смещения. Если L и C включены параллельно, то они образуют самостоятельную колебательную систему с собственной частотой, определяемой по формуле Томсона. Из выражения

$$C = \frac{F}{4\pi d}$$

и выражения для L мы тогда получаем резонансную частоту

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}},$$

которая, очевидно, совершенно не зависит от геометрических размеров конденсатора и определяется только давлением газа и газовыми ионами.

Эти представления можно перенести на электронный осциллятор, если заменить ионы колеблющимися электронами. Хотя условия в отдельных точках электронного осциллятора сильно отличаются от условий в газовом конденсаторе, однако, принимают, что при известных ограничительных предположениях обусловленная плот-

ностью пространственного заряда собственная частота конденсатора с электронным газом может быть возбуждена и именно тогда, когда она совпадает с собственной частотой электронных колебаний. При таком предположении можно найти длину волны как функцию числа электронов, проходящих в единицу времени, т. е. как функцию тока через лампу:

$$\lambda = \frac{3,35}{\sqrt{n}} 10^6.$$

Если подставить вместо n полное число электронов $N = n\vartheta$, где ϑ — объем пространства между сеткой и анодом, то

$$\lambda \sqrt{N} = 3,35 \cdot 10^6 \sqrt{\vartheta},$$

результат, подтверждающийся на различных лампах. Из этого далее следует соотношение

$$\lambda^2 I = \text{const},$$

которое было уже выведено другим путем Жилем³. Если, как это в большинстве практических случаев имеет место, к тому еще имеется внешний резонансный контур, который возбуждается колебаниями пространственного заряда и настроен на максимальную интенсивность, тогда в совокупности имеются три разных колебательных системы, а именно: 1) зависящие от статических потенциалов на электродах электронные колебания; 2) электронный конденсатор с его индуктивной компонентой, зависящей от плотности тока, и, наконец, 3) внешняя цепь. Однако оказывается, что для случая резонанса, когда время пробега электрона ϑ от сетки до анода равно периоду колебания T или числу, ему кратному, т. е. $\vartheta = kT$ ($k = 1, 2, 3 \dots$), электронные колебания частоту колебаний не уменьшают. Так как ϑ меняется обратно пропорционально $\sqrt{E_g}$, то и в том случае, когда $\vartheta = T$, получается соотношение

$$\lambda^2 E_g = \text{const}.$$

С другой стороны, общее соотношение

$$\vartheta = kT,$$

из которого получается

$$\lambda^2 E_g = \frac{\text{const}}{k^2},$$

дает указание на карликовые волны Потапенко в инверсионные колебания. Последние будут более точно рассмотрены позже.

Мур²⁶ наблюдал при постепенном увеличении накала несколько друг за другом следующих областей колебаний с различными длинами волн, которые при резком скачке анодного тока взаимно уничтожались. Так как колебания имеют место без всякой внешней колебательной системы и так как их частота не меняется при ее включении, то была развита теория, согласно которой здесь

дело идет о собственных колебаниях электродов, возбуждение которых связано также и с зависящей от плотности электронного газа емкостью самих электродов. С ростом эмиссионного тока меняется как настройка этой резонансной системы, так и электронная частота, так что противоречащий всем другим наблюдениям рост длины волны с ростом эмиссионного тока может быть этим объяснен.

Гербер²⁷ употреблял лампы с нитевым анодом и катодом, которые по способу, указанному на рис. 11, включались в лехеров-

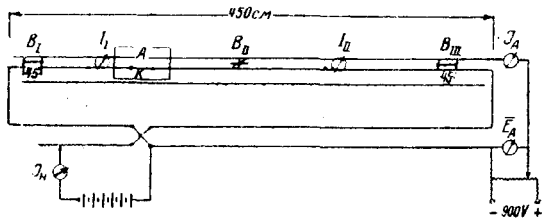


Рис. 11. Генератор с двумя нитями (по Герберу).

скую систему, причем смещение мостов B_1 и B_2 идет в такой последовательности, что лампы всегда находились в пучности напряжения. Хотя в этом случае речь идет не о чисто баркгаузеновских колебаниях, но лампы с нитевидными электродами обнаруживают все характерные свойства трехэлектродных трубок с тормозящим полем, так что можно говорить здесь об аналогичных баркгаузеновским колебаниях пространственного заряда. Так например,

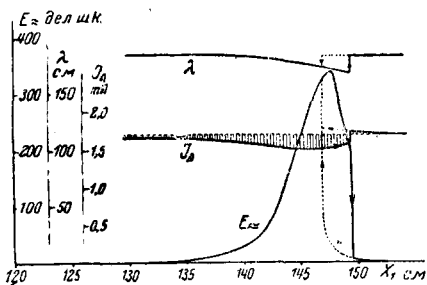


Рис. 12. Области колебания генератора с двумя нитями.

здесь имеет место баркгаузеновское соотношение $\lambda^2 E_a = \text{const}$ в области напряжения до 700 V. Впрочем, начиная с этой точки, значение длины волны скачком меняется до некоторой другой величины λ_2 , а при соответствующих напряжениях можно наблюдать и третью волну λ_3 .

В противоположность обычным лампам с тормозящим полем, генерирующих только вблизи насыщения, области колебаний в нитевых лампах простираются на всю кривую пространственного заряда. При этом более длинные волны лежат в области насыщения, и их длина уменьшается с ростом накала. Более короткие волны лежат в той части $I_a - E_a$ характеристики, которая определяется пространственным зарядом и не зависит от накала.

Типичные кривые настройки нитевой лампы даны на рис. 12. Здесь даны длина волны λ , анодный ток I_a и амплитуда колебаний

E как функции длины проволоки l между мостами B_1 и B_2 . Здесь очень ясно выступают уже известные по баркгаузеновскому генератору скачки частот. Эти скачки частот сопровождаются как изменениями анодного тока и интенсивности, так и явлениями затягивания. Однако явления здесь протекают в диаметрально-противоположном направлении, именно явления, имеющие место в Баркгаузеновском генераторе при удлинении лехеровской системы, здесь имеют место как раз при ее укорочении.

Из теории Танка и Шильткнехта Гербер вывел заключение, что пространственные заряды нитевой лампы колеблются только в индуктивной фазе и что обратная связь между колеблющимся пространственным зарядом и лехеровской системой должна быть емкостной. Однако простая теория связанных систем не может объяснить бросающейся в глаза разницы в интенсивности обеих волн связи. Причиной электронных колебаний в нитевых лампах можно считать периодическое обегание электронами замкнутых кривых, изображенных на рис. 13, причем вследствие симметрии возможны одновременно оба направления обегания.

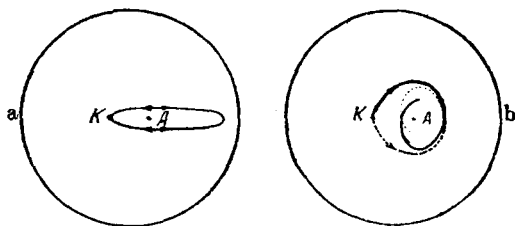


Рис. 13. Замкнутые (а) и незамкнутые (б) пути электронов в лампе с двумя нитями.

На таких путях с двойным направлением обхода возникают стоячие волны пространственного заряда, которые могут возбуждать различные ангармонические обертоны $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$. Все электроны, попадающие на незамкнутые пути, изображенные на рис. 13 б, не могут синхронно колебаться и выключаются из процесса.

Экспериментальное подтверждение этого представления о двух различных направлениях обегания можно получить, помещая лампу в слабом магнитном поле. Это магнитное поле удлиняет или укорачивает время пробега обеих электронных групп в зависимости от их направления обегания, так что получается расщепление частоты на две отдельные частоты — вправо и влево обегających электронов. Так например, при магнитном поле в 2,5 С имеет место расщепление волны в 172 см около $\pm 4,5$ см, что по порядку величины дает совпадение с классической формулой для Зееман-эффекта.

д) Карликовые волны

До сих пор преимущественно рассматривались баркгаузеновские колебания, грубо приближенно подчиняющиеся зависимости

$$\lambda^2 E_g = 10^6 d_a^2 = C_0.$$

Как это показано многими исследователями, могут быть полу-

чены области колебаний с гораздо меньшими числовыми факторами, т. е. с более короткими волнами.

Потапенко впервые показал, что частота этих колебаний высшего порядка является величиной, кратной основной баркгаузенской частоте ($n = 1, 2, 3, \dots$), или что общая константа

$$\lambda_2^n E_g = C_n$$

уменьшается в 4, 9, 16 и т. д. раз. Эти карликовые волны были далее исследованы Потапенко в новой обстоятельной работе. Схема установки, использованная в этой работе, изображена на рис. 14. Она состоит из симметрической схемы с настраиваемым анодным и сеточным контуром, в которой вторая лампа заменена конденсатором емкостью от 0,1 до 0,2 см. Этим избегаются те неравномерности, которые создаются при применении 2 ламп и которые сглаживают тонкую структуру колебательных характеристик. Изменением C можно вызвать разнообразные области карликовых волн в зависимости от того, находится ли C в узле или в пучности. Из определенной по точке возникновения анодного тока амплитуды колебания и соответствующего анодного потенциала была определена энергия колебаний в одной лампе. Она оказалась равной 0,08 W при $\lambda = 10$ см и 0,2 W при

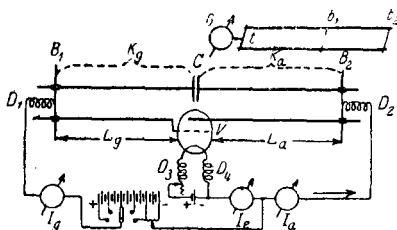


Рис. 14. Схема генератора Потапенко.

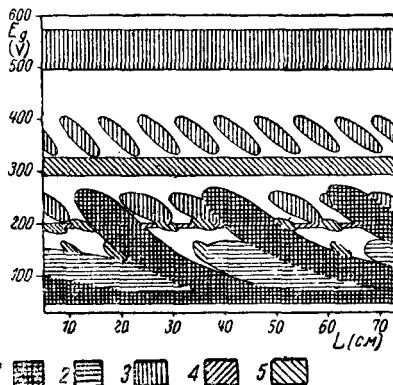


Рис. 15. Полная рабочая диаграмма.

- | | |
|---|----------------------------------|
| 1 | основные волны |
| 2 | карликовые волны первого порядка |
| 3 | " " второго " |
| 4 | " " третьего " |
| 5 | " " четвертого " |

$\lambda = 60$ см. Так как области колебаний и длины волн зависят от потенциала сетки и, с другой стороны, от настройки, т. е. длины проволоки лехеровской системы, то $E_g - L$ характеристики были объединены в пространственных „рабочих диаграммах“. Рис. 15 дает полную „рабочую диаграмму“ русской лампы Р-5, которая особенно богата более высокочастотными областями колебаний.

Если λ_0 определить из вышеприведенного уравнения, то для карликовых волн имеют место следующие соотношения:

$$\lambda_1 \text{ равна карликовой волне 1-го порядка, равна } \frac{\lambda_0}{2};$$

λ_2 равна карликовой волне 2-го порядка, равна $\frac{\lambda_0}{3}$;

λ_3 равна карликовой волне 3-го порядка, равна $\frac{\lambda_0}{4}$.

Экспериментально найденные значения константы C_n не входят в теоретически предполагаемые целочисленные соотношения, что может быть отнесено за счет обратного влияния индуцированных на электродах переменных напряжений на движение электронов. Внешняя настройка сказывается лишь постольку, поскольку различные области колебаний либо гасятся вследствие отдачи энергии либо, наоборот, возбуждаются при резонансе. Различие в числе областей колебания в различных лампах должно быть приписано разнице во времени полета электронов в обоих направлениях между электродами, потому что симметричность времени пробега является необходимым условием для возбуждения карликовых волн. С этим связана по Вайнбергу²⁹ необходимость совершенной коаксильности устройства электродов, потому что несимметричности нити накала в 0,5 мм вызывает уже разницу во времени полета электронов в 20%, которая в области 2-го порядка возрастает до 80%. Этим объясняется также тот факт, что в лампах, обычно имеющих в продаже, можно возбудить сравнительно мало областей карликовых волн. Как максимум можно получить при $E_g = 330$ В волну в 9,5 см в качестве карликовой волны 4-го порядка.

Для истолкования факта возбуждения областей более высокого порядка необходимо получить диаграмму движения электронов и соответствующие резонансные напряжения на электродах.

На рис. 16а и 16б даны такие две принципиальные диаграммы, которые друг от друга отличаются тем, что резонансный период T колебательного контура, лежащего между анодом и сеткой, в одном случае равен электронному периоду τ , а в другом случае составляет только одну треть его.

Из рисунка видно, что электрон, выходящий из катода в момент a , испытывает под влиянием положительного сеточного переменного напряжения большее ускоряющее действие в пространстве между сеткой и катодом, чем тормозящее в пространстве сетка — анод, так что он свой избыток энергии отдает аноду. Наоборот, для электрона, выходящего в момент b , условия как раз обратные, так как его торможение в анодном пространстве больше, чем ускорение перед сеткой, так что он поворачивает перед анодом и возвра-

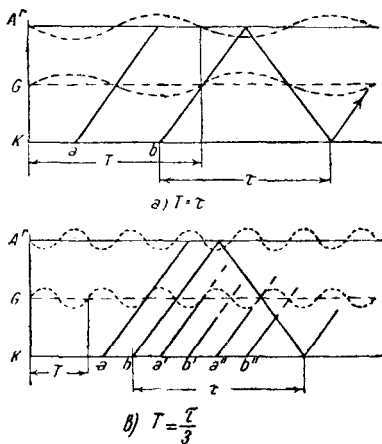


Рис. 16. Упрощенная схема движения электронов.

шается на сетку. Из этих обеих групп в анодную цепь отдают энергию только электроны, вылетающие в момент b , электроны же группы a представляют собой чисто ваттное сопротивление.

Те же соображения применимы также и для рис. 16b, здесь только в соответствии с более высокой частотой группы $a, a', a'' \dots$ и $b, b', b'' \dots$ следуют друг за другом гораздо быстрее во времени. Для получения более точного представления о движении электронов были вычислены графики движения не только для основного колебания $T = \tau$, но и для карликовых волн $T = \frac{\tau}{n}$. Вычисления

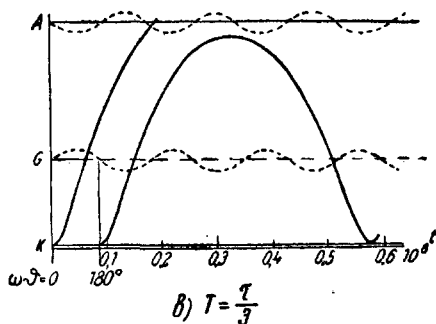
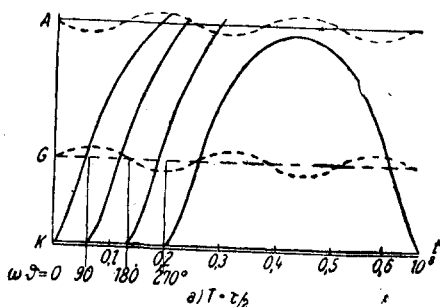


Рис. 17. Движение электронов в переменном поле.

группы. Хотя согласно рис. 17 те электроны, которые появляются в момент $\omega t = 0$ и 270° и достигают анода при одинаковых амплитудах напряжения, однако, только последние принадлежат к группе возвращающихся обратно, потому что они получают более сильное ускорение в пространстве между сеткой и анодом.

Большое значение, которое имеют переменные напряжения на электродах для всего механизма колебаний, делает необходимым исследование влияния тока накала, который в первую очередь определяет энергию колебаний, а следовательно, и величину переменных напряжений. Как это следует уже из теории Ростани² баркгаузеновское соотношение

$$\lambda^2 E_v = C_n = \frac{C_0}{n^2}$$

были сделаны на основании теории Капцова с учетом переменных полей на электродах.

Два таких графика движения электронов для $T = \frac{\tau}{2}$ и $T = \frac{\tau}{3}$ даны на рис. 17a и 17b.

Ясно, что фазовое положение электронов, дающих энергию колебаний, весьма различно в обоих случаях. Так например, на рис. 17a только те электроны, которые выходят из катода в момент $\omega t = 270^\circ$, имеют точку поворота перед анодом. На рис. же 17b соответствующий фазовый угол равен 180° . Далее можно видеть, что переменные напряжения на сетке имеют решающее значение для распределения электронов на

можно распространить и на область карликовых колебаний, однако, оно выполняется на опыте, как уже было выше сказано, лишь приближенно, причем отклонения, вообще говоря, тем меньше, чем слабей накал и, следовательно, интенсивность колебаний. Кроме того, поведение карликовых волн существенно иное, чем обычных баркгаузеновских колебаний. У обычных баркгаузеновских колебаний длина волны уменьшается, как известно, с ростом накала, в то время как для карликовых волн, наоборот, длина волны становится больше при тех же условиях. Если считать анодный ток I_a мерой интенсивности колебаний, тогда согласно рис. 18 можно представить различные константы как функции I_a .

Экстраполяцией можно найти их значения, соответствующие $I_a = 0$, при которых исчезают также и переменные напряжения. Оказывается, что отношение таким способом полученных констант очень хорошо совпадает с теоретически ожидаемым значением n^2 . Из рис. 18 следует, что переменные напряжения так же влияют на частоту электронных колебаний, как и постоянные напряжения на электродах. Если положить, что амплитуда переменного напряжения $E_e = kI_a$, где k — фактор пропорциональности, тогда обобщенное баркгаузеновское соотношение примет вид

$$\lambda_n^2(E_g \pm nE_e) = \frac{C_0}{n^2}.$$

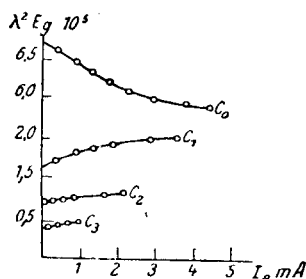


Рис. 18. Постоянная C в функции эмиссионного тока.

Здесь знак плюс относится к обычным, а минус — к карликовым волнам. Коэффициент n учитывает всевозможного рода влияния переменных напряжений на область карликовых волн. Исправленное, таким образом, баркгаузеновское соотношение хорошо описывает экспериментально наблюдаемую зависимость между длиной волны и током накала, если соответствующее переменное напряжение E_e определяется из потенциала анода в точке возникновения анодного тока I_a . В то время как Потапенко работал предпочтительно при потенциале анода, равном нулю, Кребель³⁰, а также Уда и Маками³¹ исследовали ход интенсивности карликовых волн, характеризующих собственными колебаниями сетки с ее держателем (как на рис. 1), и нашли четко выраженный максимум при отрицательном анодном потенциале и при соответственно сниженном сеточном напряжении. Анодный ток, однако, все время уменьшается с ростом E_a в сторону отрицательных потенциалов и тем самым ни в коем случае не может быть мерой энергии колебаний.

Колленбуш³² употреблял различные лампы с спиральной сеткой, замкнутой накоротко либо внутри самой спирали либо вне анода. Кроме волн, резонансных с этой сеткой, были возбуждены еще волны меньшего порядка, длина которых определялась другими

электродами и связанными с ними проводками. В нескольких лампах с $\frac{r_a}{r_g} = 4$ был получен еще один максимум энергии при положительном E_a , при котором ток I_a с возникновением колебаний уменьшался. Точные измерения зависимости областей колебаний от потенциалов анода и сетки во многих лампах дали около семи областей напряжения для одной и той же волны. Рис. 19 дает четыре таких области для $\lambda = 12,6$ см.

Замкнутые кривые ограничивают ту область сеточного и анодного напряжения, внутри которой при определенном эмиссионном

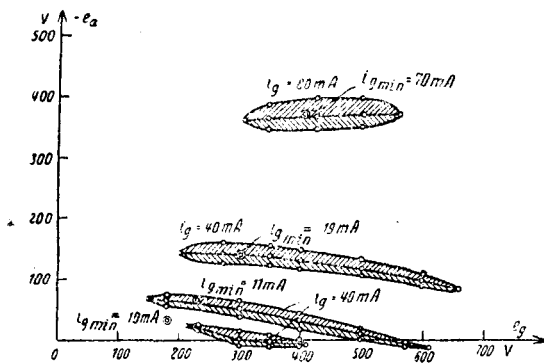


Рис. 19. Области колебаний (по Колленбушу).

токе возбуждаются колебания этой собственной частоты. С ростом эмиссии области делаются больше, при уменьшении эмиссии области делаются меньше и уже. Они сужаются до тех пор, пока при некоторой эмиссии они не стягиваются в „рабочую точку“ с энергией, всегда близкой к нулю. Причина наличия такой области напряжения, очевидно, ле-

жит в том, что в любой колебательной системе имеется несколько возбужденных движений электронов с временами пробега в пространстве анод — сетка, отличающимися между собой на целое число, кратное периоду колебаний.

е) Инверсионные колебания

Вызванные конечным временем пролета электрона смещения фаз должны, конечно, сказаться на лампе с тормозящим полем, подобно тому как они сказываются на обычном триоде. Это означает, что ультрадинамические характеристики должны инвертировать, когда фазовый угол равен $\omega\vartheta = n\pi$, и принимать циклический характер в промежуточных областях. Саханек⁸ произвел расчет возбуждения лампы с тормозящим полем с плоскими электродами, исходя из энергетических соображений. Для случая, когда анод имеет потенциал, равный среднему потенциалу нити, и на анод и сетку накладываются переменные напряжения, энергия колебаний равна

$$E = \frac{1}{2} i_0 e_0 \left[\frac{\sin^2 \frac{\omega\vartheta}{2}}{\frac{\omega\vartheta}{2}} - \frac{3}{2} \frac{\sin \omega\vartheta}{\omega\vartheta} - \frac{1}{2} \right].$$

Так как выражение в скобках никогда не может быть положительным, то в этом специальном случае колебания не могут быть возбуждены

при положительном потенциале на электродах. Наоборот, при цилиндрических электродах энергия колебания может в зависимости от $\frac{r_a}{r_g}$ увеличиться, особенно когда потенциал анода отрицателен относительно катода.

Теоретическое рассмотрение дает в этом случае

$$E = \frac{e_0 i_0}{\pi} \left[2 \frac{\sin \omega \vartheta}{\omega \vartheta} - \frac{\sin^2 \frac{\omega \vartheta'}{2}}{\left(\frac{\omega \vartheta'}{2} \right)^2} \right] \cos \omega t_1,$$

где ϑ' — продолжительность времени возвращения к сетке, а t_1 — время, в течение которого электронный заряд попадает на анод. Так как $\frac{T}{4} < t_1 \frac{3T}{4}$, то $\cos \omega t_1$ всегда отрицателен, и, следовательно, энергия периодически проходит также и при плоских электродах положительный и отрицательный максимум. Чем больше сближаются между собой e_{gk} и e_{ak} — потенциал сетка — катод и потенциал сетка — анод, тем больше делается $\cos \omega t_1$, и энергия возрастает. Следовательно, возбуждение колебаний связано с возникновением анодного тока, который должен уменьшаться с установлением колебаний.

Гольман⁹ расширяет область инверсий характеристик, поскольку он усматривает разницу между лампой с тормозящим полем и обычным управляемым пространственным зарядом триодом в перемене ролей электродов, так что в первой сетка играет роль анода, а анод, который здесь играет роль тормозящего электрода, превращается в триоде в управляющий электрод. При этом управление осуществляется уже не электростатически, но путем распределения токов. Если рассмотреть с этой точки зрения статические характеристики лампы с тормозящим полем, данные на рис. 20 в виде незамкнутых кривых, то можно заметить, что характеристика лампы с тормозящим полем [$i_b = f(e_b)$] имеет вид обычной характеристики с областью насыщения и предельным значением βi_s , если i_s обозначает эмиссионный ток.

Полагая, что пространство сетка — катод насыщено, т. е. что потенциал сетки превосходит напряжение насыщения, имеем $di_g = -di_b$, т. е. характеристика лампы с тормозящим полем является зеркальным отражением сеточной характеристики $i_g = f(e_b)$.

Если пространство вблизи катода обладает ясно выраженным насыщением и если электроды точно коаксиальны, тогда характеристики лампы с тормозящим полем в широкой области не зависят от сеточного напряжения, если только оно не становится ниже

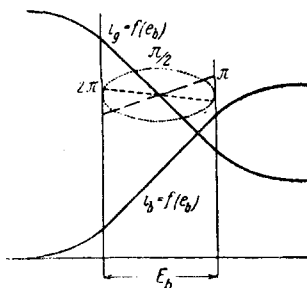


Рис. 20. Ультрадинамическая характеристика для случая задерживающего поля (по Гольману).

напряжения насыщения. Отсюда следует, что отличительным признаком лампы с тормозящим полем является то, что она может работать в качестве генератора с бесконечно большим сопротивлением насыщения, при любом внешнем сопротивлении R_g без практически заметных явлений проницаемости.

Если по аналогии с обычным коэффициентом усиления выразить „коэффициент передачи“ (Übersetzungsverhältnis) через отношение выходного и входного напряжения, имеем

$$U = \frac{e_g}{e_b} = - \frac{i_g R_g}{i_b R_{ib}} = \frac{R_g}{R_{ib}},$$

где R_{ib} — внутреннее сопротивление лампы, т. е.

$$R_{ib} = \frac{de_b}{di_b}.$$

Вся схема лампы с тормозящим полем представляет собой тем самым отношение 2 сопротивлений: „трансформатор сопротивлений“, который понижает любой величины внешнее сопротивление R_g до значения R_{ib} . Вместе с тем ясно, что лампа из-за R_{ib} представляет собой заметную нагрузку для управляющего напряжения и что управление уже в этом случае не может происходить без потери мощности, как в обычных триодах. Потребная для управления мощность может быть взята из самой лампы посредством особой схемы с самовозбуждением, если только отдаваемая мощность $i_g^2 R_g$ значительно больше, чем управляющая мощность $i_b^2 R_{ib}$, или если $R_g \gg R_{ib}$.

Развитая ранее для обычных ламп теория инверсий может быть распространена и на лампы с тормозящим полем, поскольку при больших частотах имеет место сдвиг фаз, соответствующий времени пробега электронов, поворачивающих у тормозящего электрода и возвращающихся на сетку. Ввиду наличия значительного пространственного заряда между сеткой и тормозящим электродом, созданного током к этому электроду и током электронов, возвращающихся на сетку, непосредственно перед управляющим электродом создается поверхность нулевого потенциала, могущая играть роль виртуального катода. В зависимости от величины тормозящего потенциала e_b к тормозящему электроду идет больший или меньший ток i_b , в то время как остальная доля тока возвращается на сетку. Так как расстояние между поверхностью нулевого потенциала и тормозящим электродом чрезвычайно мало, то и отставание во времени тока i_b от тормозящего потенциала e_b так мало, что не может сказаться при тех частотах, которые здесь рассматриваются (к этому мы вернемся позже при рассмотрении вопросов приема ультракоротких волн).

Так как тормозящий потенциал управляет посредством тока к тормозящему электроду также и обратным током на сетку, то он влияет и притом практически безинерционно также и на эмиссию из виртуального катода, так что лампы с тормозящим полем ранее введенного типа фактически эквивалентны диоду с безинерционным

управлением эмиссией. Особенно существенно то, что для ультрадинамического смещения фаз внутри лампы с тормозящим полем речь идет о том же расстоянии d между управляющим и улавливающим электродом, как и в обычном триоде, только направление движения электронов здесь обратное. Так что тем самым становится возможным предположение о том, что соотношения здесь те же, что и в лампе, управляемой пространственным зарядом, но ход ультрадинамических характеристик такой же, как и на рис. 20.

Рассматривая теперь обратную связь некоторой колебательной схемы и лампы с тормозящим полем, можно видеть, что вследствие падающего хода характеристики входное и выходное напряжения уже не противоположны по фазе, как в обычных лампах, а находясь в одной фазе. Это обуславливает, однако, то, что и внешняя обратная связь K должна быть положительной для того, чтобы могли возбудиться колебания.

В противоположность этому при обычной схеме с отрицательной обратной связью возбуждение в лампах с тормозящим полем отрицательно, и схема работает как ваттное сопротивление. Если обозначить обычный триод с положительной крутизной и с противоположными по фазе выходным и входным напряжениями через $-R$, а лампу с тормозящим полем с ее падающей характеристикой через $+R$ и внешнюю обратную связь через $\pm K$, то знак возбуждения можно получить по формуле

$$\operatorname{sgn} A = \operatorname{sgn} R \cdot K \cdot (-1)^n.$$

Эта простейшая зависимость показывает, что ультрадинамические области возбуждения любой схемы с самовозбуждением, работающей один раз с обычным триодом, а другой — на лампе с тормозящим полем, должны быть сдвинуты по фазе на 180° . Если включить лампу с тормозящим полем в обыкновенную трехточечную схему с внешней отрицательной обратной связью, то возбуждение отрицательно при низких частотах в области, определяемой статическими характеристиками, и только при ультрадинамической инверсии обратная связь работает фазово-правильно. Из этого, вообще говоря, следует, что области частот инверсионных колебаний лампы с тормозящим полем лежат как раз между областями колебаний той же самой схемы, но с обычными лампами.

С помощью уже описанной в первой части установки можно измерить ультрадинамическое возбуждение (как на рис. 3) и однозначно проверить эти теоретические предположения. Для этой цели наблюдают опять-таки возбуждение измерительной схемы I с той только разницей, что потенциалы электродов лампы R_1 меняют местами, т. е. лампа работает в качестве генератора с тормозящим полем. Результат дан на рис. 4 в виде непрерывной кривой, на которой можно видеть ряд периодически следующих друг за другом максимумов положительного и отрицательного возбуждения. Сравнение этой кривой с полученной ранее кривой возбуждения при обычной обратной связи дает тот результат, что для каждой области положительного возбуждения в лампе с тормозящим полем

всегда имеется соответствующая отрицательная область возбуждения обычной лампы, и наоборот. При этом мы пренебрегаем неточностями, имеющими место при низких потенциалах сетки.

Соответственно этому ультракороткие волны, возбужденные с помощью лампы с тормозящим полем, должны рассматриваться как колебания, вызванные обратной связью, причем противоположная по фазе обратная связь компенсируется в этом случае инверсией ультрадинамических характеристик. Разумеется, при этом остается

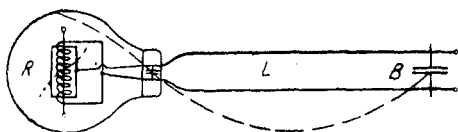


Рис. 21. Генератор с задерживающим полем, имеющий несколько степеней свободы.

открытым вопрос о том, почему возбуждение посредством лампы с тормозящим полем значительно сильнее, чем в инверсионных областях обычной лампы. При рассмотрении практически получаемых при помощи генератора с тормозящим полем областей колебания надо

исходить из того, что установка, подобная изображенной на рис. 21, содержит целый ряд различных резонансных систем, например, сами электроды либо они же вместе с их держателями или с внешней лехеровской системой. В зависимости от емкости или индуктивных соотношений всех этих собственных частот коэффициент обратной связи в различных областях длин волн может быть положительным или отрицательным. Вместе с тем, все эти различные системы могут быть только в том случае возбуждены в областях ультрадинамической инверсии, если выполняется данное выше условие возбуждения.

Рис. 22 дает снятый при помощи установки, подобной изображенной на рис. 21, спектр частот, в котором длины волн отдельных областей почти не зависят от E_g и могут тем самым быть рассматриваемы как резонансные колебания какой-нибудь системы. На диаграмме нанесены соответствующие формуле

$$n^2 \lambda^2 E_g = \text{const}$$

кривые, на которых центры областей колебаний должны соответствовать четным и нечетным порядковым числам. В каком месте диаграммы, иначе говоря, при каких напряжениях практически появляются инверсионные колебания, зависит исключительно от случайных резонансов, которые могут иметь место в лампе. Более

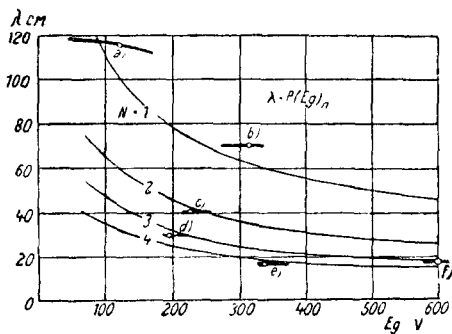


Рис. 22. Частотный спектр генератора с задерживающим полем.

детальные, чем даваемые формулой инверсии, теоретические объяснения для различных областей колебаний не оправдываются опытом.

Так как инверсионная теория не предполагает, вообще говоря, никаких электронных колебаний и эффектов связи, и все явления, как, например, характерный для установления колебаний скачок тока i_b и i_g к управляющему электроду, определяются из сопоставления с обычным генератором, то возникает вопрос, каким образом согласовать эту точку зрения с другими теориями и в особенности с экспериментом. В этом отношении следует указать на то, что чисто баркгаузеновские электронные колебания с длиной волны λ_B возникают только в лампах с исключительно густой сеткой. Чем грубее сетка, тем больше отступление от этой длины волны в сторону синхронизированных внешней системой колебаний, пока, наконец, не остается одна жиль-мореллевская область с длиной волны почти в $0,6 \lambda_B$ (см., например, рис. 20). В этом случае, следовательно, совершенно отсутствует первичная возбужденная система, и поэтому здесь не может быть и речи о волнах связи. Остается одна только инверсионная теория, которая дает для этого случая правильное соотношение для частот, потому что для первой области инверсии мы получаем

$$\omega \vartheta = \pi$$

и

$$\lambda = \frac{500 da}{\sqrt{E_g}} = 0,5 \lambda_B.$$

г) Влияние газа

Обзор электронных колебаний был бы неполон без рассмотрения эффекта, значение которого некоторые исследователи считают решающим для колебаний, именно, действия остаточных газов в лампе.

Риндфлейш³³ различает здесь прямое и косвенное влияние, причем прямое влияние вызывает изменение времени пробега электрона и областей колебаний, а косвенное сказывается в смещении резонанса с жестко связанной внешней системой. Влияние газа особенно отчетливо видно

на характеристиках сеточного напряжения, данных на рис. 23, снятых при настроенном внешнем контуре. Можно твердо установить, что получаемое при изменении сеточного напряжения максимальное значение энергии колебаний с ростом содержа-

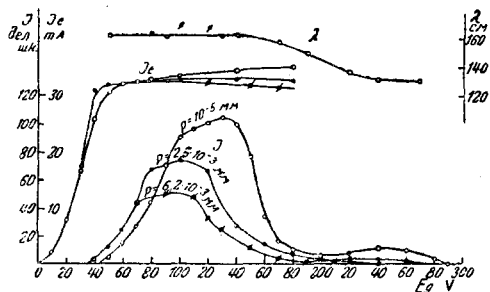


Рис. 23. Интенсивность и длина волны в зависимости от сеточного напряжения при различных давлениях газа (по Риндфлейшу).

ния газа уменьшается, в то время как точка возникновения колебания (Einsatzpunkt) и максимум интенсивности смещаются параллельно статическим характеристикам в сторону более низких сеточных напряжений. Чем выше сеточное напряжение, тем ясней выступает это ослабление энергии, так что, например, имеющий место в вакууме при $E_g = 250V$ резко выраженный максимум с ростом давления почти совершенно исчезает. Колебания продолжают поддерживаться даже при тлеющем разряде, а при высоких давлениях ранее отрицательный анодный ток делается положительным, т. е. становится ионным током. Длина волны с ростом содержания газа становится на несколько процентов больше, однако, точный учет этого вследствие влияния внешней цепи очень затруднителен. В зависимости от положения рабочей точки, например, от того, лежит ли она перед насыщением или после него, та или иная область колебаний может быть при наличии газа либо возбуждена либо погашена. Отсюда можно видеть, как легко может ввести в заблуждение необходимость наличия газа для возбуждения какой-нибудь определенной длины волны, если предварительно не создать себе полного представления об областях колебания в лампе посредством соответствующего исследования всех условий работы лампы в вакууме.

Причиной уменьшения энергии колебаний является изменение распределения потенциала и столкновения электронов с газовыми ионами. При всех условиях здесь надо учесть то, что ионизированные атомы притягиваются к аноду и к катоду и там рекомбинируют. Так как электроны в обоих местах еще, или уже, не имеют достаточной для ионизации энергии, то столкновения чисто упругие. Такие упругие соударения могут рассеять синхронно с высокой частотой колеблющееся электронное облако, а тем самым понизить амплитуду колебания.

Калинин³⁴ сравнивает области колебания вакуумной лампы и лампы с газом, в которой никакой закономерности в появлении областей колебания установить нельзя. Баркгаузеновское произведение $\lambda^2 E_g$ в каждой области принимает другое значение, однако, как видно из рис. 24, оно внутри каждой области является линейной функцией сеточного напряжения. Соответственно с этим можно баркгаузеновскую константу выразить следующим образом:

$$\lambda^2 E_g = a E_g + b,$$

где величины a и b характеризуют отдельные области колебаний. Эта формула представляет собой обобщение обычной баркгаузеновской формулы, ибо, полагая $a = 0$, мы получаем условие для чисто баркгаузеновских колебаний, а при $b = 0$ возникают жиль-морелевские колебания с длиной волны, не зависящей от E_g . Бросается в глаза на рис. 24 наличие трех видов областей колебаний, именно:

1. Области с $a > 0$ и $b \neq 0$, которые имеют место только в вакуумных лампах.

2. Области с $a > 0$ и $b \neq 0$, т. е. с постоянной длиной волны.

3. Области с $a < 0$ и $b = 0$, которые имеют место только в лампах, содержащих газ.

Из этих наблюдений вытекает также, что остаточный газ в лампе очень сильно влияет на электронные колебания. Гюттон и Бове³⁵ тоже нашли, что отдельные области колебаний в установке с тормозящим полем весьма разнообразным образом связаны с давлением газа. Точно так же Морита¹¹ твердо установил, что характер областей колебаний очень сильно меняется по сравнению с высоким вакуумом, если давление возрастает до 10^{-3} — 10^{-4} мм Hg. При еще больших давлениях колебания вообще не возникают. Статические характеристики имеют такой же ход, как и на рис. 23.

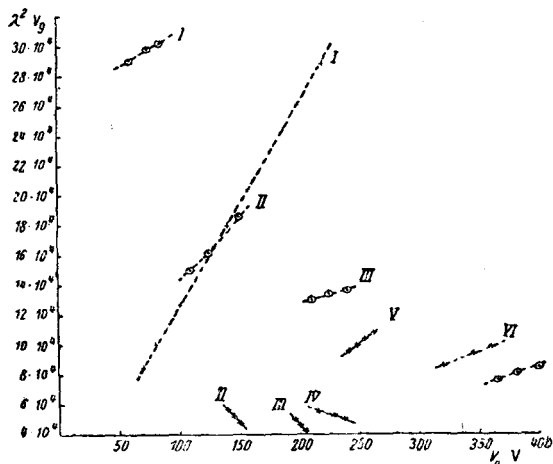


Рис. 24. Постоянная Баркгаузена в функции точного напряжения (по Калинин).

В некоторых лампах наблюдался рост энергии с ростом давления, однако, при этом твердо не установлено, не является ли этот противоречащий предыдущим измерениям результат продуктом какого-нибудь постороннего влияния. При слишком сильной нагрузке лампы освобождаются окклюдированные газы, и при снятии характеристик напряжения или тока накала появляются „петли“, если не выждать выравнивания температур. Вообще кривые настройки плохо эвакуированной лампы имеют очень сложный вид. Особенно резко выражены при наличии остаточного газа петли гистерезиса, которые далеко превосходят нормально ожидаемые в связанных контурах размеры.

Наконец, Жиль²³ указывает на действие положительных ионов, которые нейтрализуют отрицательный пространственный заряд и, таким образом, влияют на колебания. Ионеску³⁶ вообще пытается свести колебания в лампе с тормозящим полем к собственным колебаниям ионизированного остаточного газа, и его подсчет баркгаузеновской константы содержит, кроме размеров лампы, также отношение числа положительных ионов к числу электронов. Ро-

стани³⁷ показал, однако, что такое число ионов должно давать ионный ток к аноду, который экспериментально еще никогда не наблюдался.

В заключение надо вообще сказать, что хотя остаточный газ производит заметное действие на электронные колебания в отдельных областях, это действие не может быть использовано для возбуждения колебаний.

г) Специальные лампы и колебательные контуры

Для увеличения энергии и частоты колебаний включают в схему самые разнообразные лампы и колебательные контуры. Почти все исследователи пользуются цилиндрическими симметричными электродами и вольфрамовыми катодами. Впрочем, по Джакомини³⁸ для схемы с тормозящим полем пользуются также и оксидными катодами с косвенным подогревом.

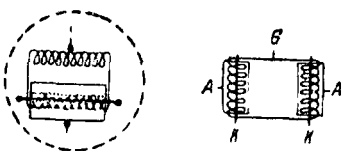


Рис. 25. Сеточный колебательный контур (по Госселю).

При слабом (вследствие уменьшения инверсионного тока с ростом порядкового числа) возбуждении карликовых волн весьма существенно, чтобы резонансная система в лампе была по возможности, без потерь. Различными способами было показано, что для этого сетка должна занимать специальное (особое) положение. Для создания известной симметрии Госсель³⁹ согласно рис. 25 заменяет

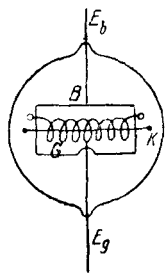


Рис. 26. Свободно колеблющаяся сетка (по Гольману).

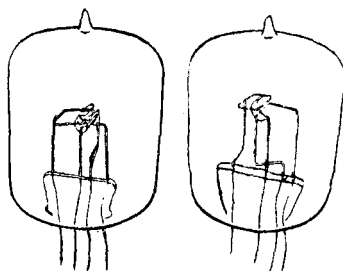


Рис. 27. Лампы для волн в 10 см и в 7 см (по Колю).

дугу, замыкающую накоротко спираль сетки, еще одной спиралью. Возбуждение этой установки может быть значительно улучшено, если эта вторая спираль также находится между анодом и катодом. Вид полученного, таким образом, двухтактного устройства дан на том же рис. 25.

Гольман построил сетку в виде свободно висящего витка (рис. 26). Ток подводится к его середине, так что он может играть роль колеблющегося диполя. Он получил в девятой инверсионной области,

т. е. при $\varphi = 9\pi$, колебания с длиной волны в 13 см при сеточном напряжении только в 128 В. До каких размеров надо дойти, имея целью получить возможно короткие волны, показывают изображенные на рис. 27 коротковолновые лампы Коля² для λ в 10 и 7 см, в которых вместо спирали в пространство между анодом и катодом введено лишь два конца накоротко замкнутого витка. Для увеличения интенсивности имеются разные возможности. Так например, Гольманн⁹ описывает установку, данную на рис. 28, где лампа с сеткой и анодом включена в лехеровскую систему, замкнутую с обоих концов накоротко. В противоположность схеме, изображенной на рис. 21, эта установка может колебаться только с одной степенью свободы, именно,

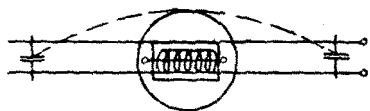


Рис. 28. Генератор с задерживающим полем, имеющим 1 степень свободы (по Гольману).

с узлом колебания на конденсаторном мостике и пучностью напряжения на электродах. Такая лампа с сеткой, допускающей большее рассеяние, выпущенная обществом Телефункен, дает при волне в 50 см высокочастотную мощность до 7W. Возможность теоретически любого увеличения энергии дается параллельным включением нескольких генераторов. Практически в большинстве случаев ограничиваются двухтактной схемой. Особенно большую „возбудимость“ обнаруживает двухтактная лампа с 2 нитевидными анодами по обе стороны нити накала, предложенная Гербером²⁷. В этой

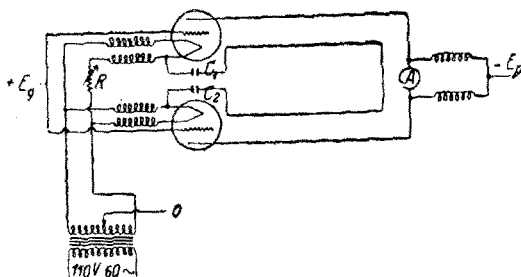


Рис. 29. Асинфазный генератор (по Козановскому).

лампе уже при анодном токе в $5 \cdot 10^{-5}$ А устанавливаются первые колебания. Морита оценивает мощность колебаний двухтактной установки в 38 mW против 10 mW одной отдельной лампы. Маркони⁴¹ работал с двухтактным излучателем с 3 настраиваемыми контурами, помещенными между обеими сетками, анодами и катодами. Козановский⁴² исследовал двухтактную установку, изображенную на рис. 29, с 2 американскими лампами UX 852 и наблюдал в противоположность обычной схеме с лехеровской системой между сеткой и анодом укорочение длины волны с 90 до 70 см при выходной мощности в 5 W. Наконец, надо упомянуть еще об одном способе повышения мощности, именно, замене сплошного анодного цилиндра сеткой или спиралью, которая, будучи в свою очередь окружена металлическим листом, играющим роль анода, представляет собой ни что иное, как двухсекционную лампу. Объяснение имеющегося в этом случае прироста

энергии, заключается в том, что внутрианодное сопротивление или „тормозящее сопротивление“ является для колебаний потерей, которая при употреблении тормозящей сетки уменьшается. Кроме того, еще играет роль и меньшая емкость электродов.

Морита¹¹ исследовал влияние проницаемости такого сеткообразного анода на энергию колебаний. Результаты, данные на рис. 30, показывают, что здесь имеет место не только увеличение интенсивности, но и расширение области колебаний, причем, опять-таки, грубая сетка оказывает меньшее действие. Длина волны при этом немного увеличивается, что можно приписать тому, что электроны пролетают тормозящую сетку и только после этого возвращаются обратно. В противоположность сплошному цилиндрическому аноду

максимум энергии сеткообразного анода имеет место при слабых положительных потенциалах анода.

Саханек⁴³ подробно исследовал электронные колебания в двухсеточной лампе. Легко видеть, что электронный поток, проходящий мимо положительной сетки, частично поворачивает обратно перед второй тормозящей сеткой, частично проходит через эту сетку и только перед анодом поворачивает обратно. В зависимости от того, в той ли самой или в противоположной фазе этот второй обратный поток находится с первым обратным потоком, имеет место либо

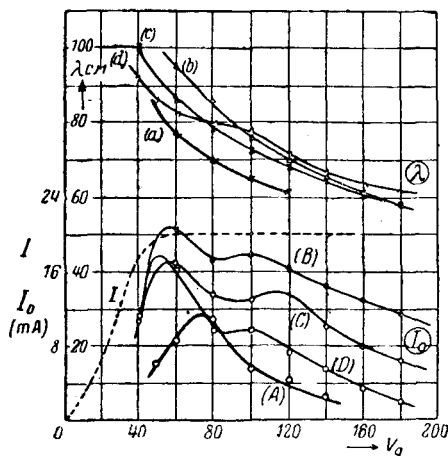


Рис. 30. Влияние сетчатого анода на интенсивность колебаний (по Морита).

увеличение либо уменьшение энергии колебания. Эти соотношения, следовательно, целиком зависят от напряжения между тормозящей сеткой и анодом. Для конфазного наложения обоих обратных токов теория дает условие

$$E_{ag1} = 399 \frac{d}{\lambda} \text{ и } 164 \frac{d}{\lambda},$$

в то время как при $232 \frac{d}{\lambda}$ имеет место компенсация потоков (здесь d есть расстояние между тормозящей сеткой и анодом в миллиметрах).

III. ОБЩЕЕ ПОВЕДЕНИЕ РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА ПРИ ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Ранее было уже рассмотрено поведение обычного управляемого пространственным зарядом триода при высоких частотах. Это

поведение получило особенно четкое выражение в ультрадинамических характеристиках. При этом, пренебрегая переменными напряжениями на аноде, лампа была для удобства рассмотрения заменена диодом с безинерционным управлением эмиссией. Однако, с другой стороны, диод с постоянно эмитирующим источником электронов, или более обще, всякое разрядное явление в газе или в вакууме должно давать аналогичный эффект, если электрическое или также и магнитное поле меняются во времени так быстро, что движение носителей заряда уже не может происходить безинерционно. В простейшем случае пусть имеется заряд e с массой m в электрическом поле, колеблющемся с круговой частотой ω . Ток, вызванный этим зарядом во внешней цепи, грубо приближенно выражается так:

$$i_a = -\frac{e^2}{m a^2} \frac{V_0}{\omega} \cos \omega t = \frac{V_0}{\omega L} \cos \omega t,$$

где $m \frac{d^2}{e}$ есть „самоиндукция“ разрядного промежутка, которая обнаруживается только при очень высоких частотах и отличается от обыкновенной самоиндукции тем, что является аккумулятором механической, но не магнитной энергии.

Если носители заряда, кроме того, ускоряются постоянным полем, тогда соотношения здесь принципиально подобны тем, которые имеют место при периодическом управлении эмиссией, и разница заключается только в том, что здесь колеблется вместо плотности тока j скорость электрона v . Соотношение для пространственного заряда

$$\rho = \frac{j}{v}$$

дает возможность выразить колебания скорости через колеблющийся в пространстве и во времени пространственный заряд.

Таким образом и для диода с периодически меняющимся анодным потенциалом получаются ультрадинамическое смещение фаз и инверсионные области с падающей характеристикой и с попеременно то положительным, то отрицательным внутренним сопротивлением. Соотношения здесь очень сильно усложняются, если пытаться учитывать влияние пространственного заряда.

Саханек ⁸ применил свои теоретические соображения в уже неоднократно цитированной здесь работе к простому диоду и получил для энергии колебаний выражение

$$E = \frac{e_n i_n}{2} \left[\frac{\sin^2 \frac{\omega \vartheta}{2}}{\left(\frac{\omega \vartheta}{2}\right)^2} - 2 \frac{\sin \omega \vartheta}{\omega \vartheta} \right].$$

Для малых значений $\omega \vartheta$ энергия колебаний, в соответствии с положительным внутренним сопротивлением, отрицательна. С ростом частоты или времени пробега при значениях $\omega \vartheta$ между $\frac{2\pi}{2,7}$ и 2π возникает первая инверсионная область, в которой

энергия колебаний положительна; до $\frac{2\pi}{0,65}$ простирается вторая инверсионная область, в которой лампа работает как чисто ваттное сопротивление, и т. д. Так как абсолютное значение выражения в скобках уменьшается с ростом ω , то в областях более высокого порядка надо ожидать значительно меньших интенсивностей колебаний.

Бенгам⁴⁴ исследовал диэлектрическую постоянную ϵ и сопротивление R электронному току и дал изображенный на рис. 31 ход этих величин в зависимости от фазового угла. Что диэлектри-

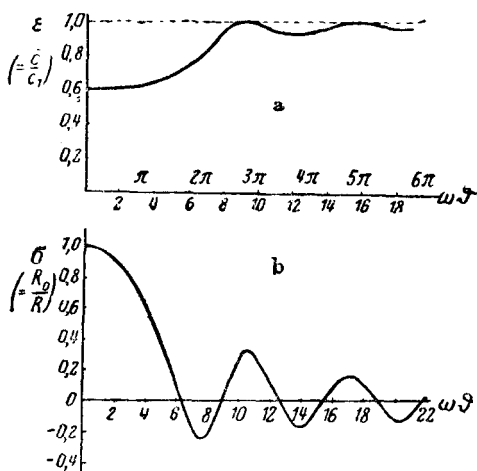


Рис. 31. Диэлектрическая постоянная и внутреннее сопротивление разрядного промежутка, наполненного электронным газом (по Бенгаму).

ческая постоянная диода при низких частотах меньше единицы, это экспериментально подтверждено; для высоких частот, однако, никакого опытного материала не имеется. Внутреннее сопротивление, наоборот, принимает с ростом сдвига фаз вид кривой *b* и бывает попеременно то положительным, то отрицательным. При этом отрицательный максимум совпадает с потапенковской областью карликовых волн.

Витт⁴⁵ решает проблему для области насыщения, пренебрегая пространственным зарядом, и получает для области возбуждения колебаний соотношение

$$\frac{4n-1}{\frac{\pi}{2}} < \omega \vartheta < \frac{4n+1}{\frac{\pi}{2}},$$

в то время как центры областей колебаний определяются формулой

$$\lambda_n^2 E_g = \frac{2c^2 d^2 m}{n^2 e},$$

в которой мы опять узнаем обобщенную баркгаузеновскую формулу и закономерность, установленную для инверсионных колебаний.

Подробное теоретическое рассмотрение проблемы дает Мюллер⁴⁶, предполагая, что в каждой точке пространства находятся электроны одной только скорости. Свою теорию он применяет в 2 специальных случаях. Во-первых, в случае, когда электроны появляются в пространстве в виде тока постоянной плотности и движутся с постоянной скоростью, и, во-вторых, в том случае, когда вблизи

источника электронов имеется любое число их с нулевой скоростью. Исследование Мюллера дает тот результат, что влияние электронного потока можно считать эквивалентным последовательному или параллельному соединению емкости с сопротивлением. В области пространственного заряда эквивалентное сопротивление может стать отрицательным для известных частот, что уже было пояснено посредством рис. 31б. Особенно интересно, может ли это отрицательное сопротивление, будучи достаточно большим, погасить соответствующую какому-нибудь колебательному контуру высокую частоту. Для этой цели необходимо, чтобы угол потерь всей внешней колебательной установки был бы меньше отрицательного угла сдвига лампы. В качестве примера было показано, что это возможно при $\omega\theta = 2,37\pi$.

Однако практическое получение коротковолновых колебаний только благодаря инверсии в диоде экспериментально не столь просто. Это, конечно, не относится к диодам с сеточным или проволочным анодом.

Саханек ⁴⁷ считает причиной недостаточности возбуждения неблагоприятное распределение потенциала в обычном диоде с аксиальной нитью накала. В этих диодах насыщение наступает уже при столь низких напряжениях, что инверсия внутри области, определяемой пространственным зарядом при тех частотах, которые имеют здесь место, становится невозможной. Нужно, следовательно, сдвинуть область насыщения в сторону более высоких напряжений. Саханек добивается этого посредством обратного расположения электродов, окружая аксиальный анод вне его лежащим катодом. Построенная на этом принципе легко возбуждаемая установка с диодом показана на рис. 32.

По обеим сторонам вольфрамового анода с диаметром в 0,5 мм находится V-образная нить накала V, которая защищена с внешней стороны двумя сегментами. На одном конце анода имеется металлический цилиндр A той же длины, что и анод, служащий для электрического равновесия, так что анод в целом представляет собой колеблющийся диполь. Граница насыщения лежит при 2500 В, но уже при 1000 В возникает целый волновой спектр интенсивных колебаний в соответствии с обертонами всей анодной системы. Наиболее короткая волна в 5 см получается в девятой порядковой области.

Мак Петри ⁴⁸ ставит вне анодной проволоки еще 4 нити накала, однако, он объясняет возникновение колебания колебательным движением электронов около анода.

В заключение этого раздела укажем на некоторые данные Саханека ⁴⁹ по получению электрических волн меньше 1 м посредством дуги при атмосферном давлении. Согласно ранее приведенным соображениям дугу можно также рассматривать как одну из

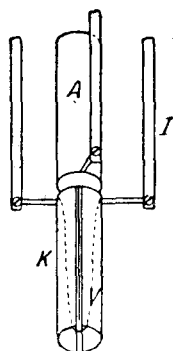


Рис. 32. Устройство диода (по Саханеку).

форм разряда, и поэтому она может в своих инверсионных областях возбуждать легко резонирующие электроды.

IV. МАГНЕТРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Магнетрон представляет собой особую форму разрядного промежутка, в котором электроны отклоняются магнитным полем от направления электрических силовых линий и возвращаются к катоду по круговым путям. При этом должны выполняться те же условия для возникновения электронных колебаний, как в лампе с тормозящим полем, только здесь электрическое тормозящее поле заменено магнитным полем, и ускоряющее, как и тормозящее поле, не расположено в отдельных областях между электродами, но взаимно проникают друг друга.

а) Цилиндрический диод в магнитном поле

Для того чтобы исследовать описанное Слуцкиным и Штейнбергом влияние наклона магнитных силовых линий относительно

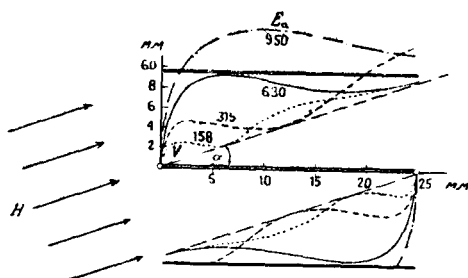


Рис. 33. Спиральные пути электронов при наклонном магнитном поле (по Гольману).

оси лампы, Ранци⁶⁰ снял статические магнитные характеристики наклонной относительно магнитного поля лампы и нашел на вольтамперной характеристике падающую область отрицательных сопротивлений, в которой могли возникнуть колебания с длиной волны до 3 м. Оказалось, что для возникновения и расширения области отрицательных сопротивлений весьма существенно как отношение длины

анода к его радиусу, так и угол наклона магнитного поля. Согласно теоретическому исследованию этих явлений, данному Гольманом⁶¹, перемена знака внутреннего сопротивления лампы объясняется циклоидальной формой спиральных путей электронов, оси которых совпадают с направлением магнитных силовых линий и винтовая нарезка которых врежется в край цилиндрического анода. Качественно процесс наглядно поясняется рис. 33, на котором дана проекция таких спиральных путей между плоскими электродами на плоскость рисунка, перпендикулярную к поверхностям электродов. С уменьшением напряжения анодный ток падает при 630 В до нуля и потом возникает вновь. Практически, конечно, ток полностью не исчезает, однако, все-таки теория дает простое объяснение для ненормального поведения наклонного к магнитному полю магнетрона. Сильно нагружая лампу, можно подтвердить представление о спиралевидных путях электронов, на-

блюдая винтовое движение возникающих на анодном цилиндре раскаленных точек при изменении таких условий работы лампы, как напряжение или магнитное поле.

Оказывается, что электронные колебания в магнетроне возникают независимо от статически отрицательных сопротивлений. При этом вследствие большего времени пробега электрона по спиральным путям надо полагать, что их инерционность уже не благоприятствует получению волн длиной меньше одного метра.

Окабе⁵² наблюдал в магнетронном генераторе, состоящем из цилиндрического диода с включенной лехеровской системой, два рода колебаний, известные, как волны связи электронного генератора. В одном случае колебания не зависели от внешней настройки, в другом случае, наоборот, они зависели от резонансной частоты. В противоположность ранее приведенным наблюдениям длина волны последней области больше, чем длина волны первой области, которая достигает 2,8 см в лампе с диаметром анода в 3 мм и при 1500 V напряжения. В отдельных случаях оба колебания с различными длинами волн наблюдались одновременно⁵³, как это наблюдалось и у генератора с тормозящим полем.

Коленбуш⁵² показал, что трехэлектродная лампа может работать, как магнетрон, если сетка действует, как анод, и если, кроме того, спираль сетки находится в резонансе с ее держателем. В то время как этот сеточный контур при чисто электрическом возбуждении может колебаться только асинфазно, в качестве магнетрона он может возбудиться также и синфазно, что дает почти полволны.

Для исследования магнитной проницаемости и скорости распространения электрических волн вдоль проволок Хог⁵⁴ рассматривает лехеровскую систему, один конец которой замкнут отражательным мостиком, а другой возбуждается „диодом-магнетроном“. Настройка этой лехеровской системы дается соотношением

$$S = s + \frac{\lambda}{360} \arccos \sqrt{\frac{i}{I}},$$

где S — положение мостика, s — положение детекторного контура, индуктивно связанного с гальванометром, меряющим ток i , а I — максимальный отброс между друг за другом следующими максимумом и минимумом. Кривая настройки представляет собой прямую линию в системе координат

$$S = f\left(\arccos \sqrt{\frac{i}{I}}\right).$$

б) Магнетрон с разрезанным анодом

Заметное увеличение интенсивности колебаний и расширение областей колебаний может быть достигнуто, как известно, по Окабе посредством разрезания анода и деления его на два или более сегмента,

Мак-Артур и Спизер⁵⁵ исследовали статические характеристики такого магнетрона с разрезанным анодом, рассматривая его как динактрон. Энергетические измерения дали коэффициент полезного действия в 60% для 75-сантиметровой и 35% для 5-метровой волны при полной мощности в 5 и в 35 W.

Как и цилиндрический „диод-магнетрон“, магнетрон с разрезанным анодом может быть значительно усовершенствован, если дать электродам малый угол наклона к магнитному полю. Так, по Килгору^{56,57} максимум энергии наклонно поставленного магнетрона имеет место при очень малых анодных токах. На рис. 35 даны кривые, показывающие влияние вращения магнетрона относительно магнитного поля. Кривые А и В показывают, однако, что при коаксиальном магнитном поле колебания не возникают и что они возникают только при вращении на положительный или отрицательный угол.

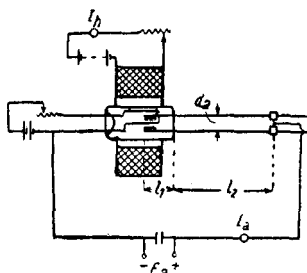


Рис. 34. Магнетрон с разрезным анодом.

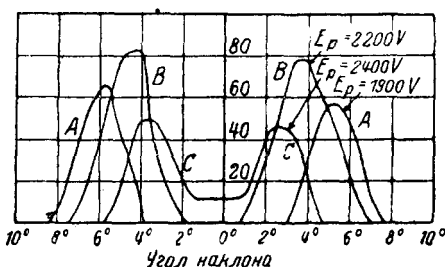


Рис. 35. Интенсивность колебаний при различных углах наклона лампы по отношению к магнитному полю (по Килгору).

Малые отклонения обеих ветвей кривых друг от друга можно отнести за счет неоднородностей магнитного поля и несимметричности в устройстве электродов. На кривой С эффект наклона не так ясно выражен. Вообще говоря, оптимальный наклон составляет всего несколько градусов, однако, он доходит в зависимости от анодного напряжения и тока до 14°. Колебательная энергия такого магнетрона с разрезным анодом составляет при оптимальном наклонении для волны в 42 см 7 W. Коэффициент полезного действия равен 80% без учета затраты мощности на создание магнитного поля.

Теоретическое рассмотрение условий в магнетроне с разрезанным анодом, разумеется, невозможно, поскольку неизвестно то неравномерное распределение поля между сегментами, которое вызвано соответствующим расположением пространственных зарядов. Приближенное решение дает Делингер⁵⁸, который предполагает наличие очень малого прямоугольного напряжения между сегментами и в качестве условия возбуждения колебаний получает соотношение

$$1 - 2\rho - 2(1 - \rho) \frac{\theta}{\pi} > 0,$$

где p — известный процент общего числа электронов, радиальные расстояния которых от катода уже превосходят некоторое критическое значение в тот момент, когда они уходят от сектора анодного сегмента с высоким положительным потенциалом, а θ есть тот угол, на который электроны отклоняются магнитным полем в течение полного времени их пролета.

Если распределение потенциала может быть описано выражением

$E_a \left(\frac{r}{r_a} \right)^n$, то вышеуказанный критический радиус $r' = r_a \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{n}}$. Так

как в неравенстве предполагается, что переменным напряжением можно пренебречь, то оно не дает никаких указаний о практически интересующих нас амплитудах колебаний, хотя известное воздействие пространственного заряда учитывается посредством p и θ .

Мегау⁵⁹ наблюдал в магнетроне с разрезанным анодом, как и Окабе в обычном магнетроне, два вида колебаний. Одно — возбужденное благодаря отрицательному сопротивлению лампы в резонансной системе, помещенной между сегментами анода, а другое — чисто электронное колебание с частотой, которая аналогично диоду определяется соотношением

$$\lambda = \frac{\text{const}}{H},$$

причем анодные сегменты колеблются синфазно.

Чтобы получить электронные колебания возможно большей интенсивности, необходимо возможно точнее согласовать между собой: длину l лехеровской системы, включенной между анодными сегментами, анодное напряжение и ток и напряженность магнитного поля. Заметим при этом, что длина волны растет линейно с ростом l . Теоретическая зависимость $\lambda H = \text{const}$ и $\frac{E_a}{H} = \text{const}$ хорошо оправдывается на опыте.

Иногда при изменении рабочих условий появляются два рядом лежащих максимума интенсивности колебаний, что характерно, как известно, для волн связи. Причиной этого можно считать наличие сосредоточенной емкости между обоими анодными вводами, так что внутренняя система электродов, именно анодные сегменты с их держателями (до самой стеклянной стенки) длиной в l_1 , представляют собой первичный контур, а внешняя часть проводки длиной l_2 является вторичным контуром. Отсюда находим, что и сами анодные сегменты должны рассматриваться как резонансная система с собственной длиной волны приблизительно в $25 \sqrt{d_a}$. Характер колебаний в сегменте таков, что в середине каждого сегмента проходит линия узлов, в то время как на краях возникают пучности напряжения. Если поворачивать магнетрон относительно магнитного поля, то при угле наклона около 8° получается пятикратное увеличение высокочастотного тока, причем этот прирост в сильной степени зависит от аксиальной длины магнетрона. Разница между отрицательными и положительными углами наклона

может быть отнесена за счет падения напряжения вдоль нити. Придавая электродам специальную форму, и, кроме того, путем настройки электродов внутри трубки можно получить выходную мощность в 1,5 W при длине волны в 24 см. Длина волны под- считывается по формуле

$$\lambda = \frac{920 d_a}{\sqrt{E_a}},$$

аналогичной баркгаузеновской. Если считать максимально допустимую нагрузку анода в 5 W/см² и учесть оптимальную эмиссию, то наиболее короткая волна, на которую можно еще отрегулировать магнетрон, будет

$$\lambda_{\min} = 40 d_a^{\frac{5}{6}} \text{ см.}$$

Это дает, например, для анодного диаметра в 3 мм волну длиной в 20 см.

Возбуждение колебаний посредством отрицательных сопротивлений имеет место тогда, когда магнитное поле переходит через некоторое критическое значение. Путем снятия статических характеристик можно показать, что действительно при некоторой величине напряженности магнитного поля ток, попадающий на отрицательный анодный сегмент, может быть больше, чем ток, идущий на положительный сегмент. Энергия возбужденных таким способом колебаний очень быстро падает, как только величина периода колебаний начинает приближаться к величине времени пробега электрона. Точка, с которой начинается это быстрое падение энергии, соответствует четырехкратному значению величины электронной волны. Интенсивность этих двухтактных колебаний достигает при 50-см волне от 1,5 до 2 W.

В заключение этого раздела укажем на исследование Окабе⁶⁰, который получил колебания в горизонтальном магнетроне без накаливаемого катода. При этом он получил опять две отличающиеся по своим свойствам формы колебаний, именно, одну с длиной волны в несколько сот метров (как и в колебаниях, полученных Видингтоном), определяемую только данными лампы и получаемую как в обыкновенном магнетроне, так и в магнетроне с разрезанным анодом, и другую с длиной волны в несколько метров, зависящую от возбуждения внешней резонансной системы и возникающую только в магнетроне с разрезанным анодом.

V. ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОВОЛН

а) Прием

Благодаря непрерывному увеличению мощности и улучшению методов исследования дециметровые волны, помимо эффектных демонстрационных опытов, открыли физическому исследованию новые широкие возможности. Подробное рассмотрение отдельных проблем в этом направлении не является целью настоящего обзора, поскольку

развитие находится еще в самом начале. Здесь будут только приведены некоторые замечания об имеющихся до сих пор методах измерений и о целях, которые ставятся исследователями.

Методы исследования здесь различны в зависимости от того, наблюдают ли скорость распространения волн внутри или вдоль изучаемой среды⁵⁴,⁶²⁻⁶⁵, их отражение⁶⁶ или их преломление. В частности явление аномальной дисперсии позволяет сделать важные заключения о величине и форме молекул, о действующих между ними силах и их расположении.

Микроволны открывают широкое поле для их применения в деле передачи известий на расстояние не только в смысле расширения области могущих быть использованными для этой цели волн. Их свойства обуславливают очень легкую возможность создания при их помощи направленного излучения и чрезвычайно важную для телевидения возможность передачи при их посредстве модулированных высоких частот. Однако квази-оптическое распространение микроволн ограничивает область их применения связью на близких расстояниях. Те же причины, которые мешают получению дециметровых волн, затрудняют также и применение электронных ламп в качестве детекторов и усилителей.

Хотя ранее описанные лампы с минимальными расстояниями между электродами⁷ дают возможность усиления высокой частоты при помощи дециметровых волн, однако, во всех имеющихся до сих пор работах занимаются исключительно детектированием. Это имеет место потому, что обычный триод не действует совершенно в схеме с анодным и сеточным выпрямлением, что становится вполне понятным, если рассматривать эффективный путь электрона как диод, в котором возникают инверсия ультрадинамических характеристик и сильное уменьшение инверсионного тока. Особенно резко выражено это явление при сеточном детектировании, где, хотя расстояние между электродами очень мало, ускоряющие поля очень слабы.

Что при очень высоких частотах имеет место изменение детектирующего действия, показывают измерения Мюллера и Танка⁶⁸, результаты которых даны на рис. 36, где, правда, не дано сравнение амплитудных значений, но где дан выпрямленный ток ΔI для разных точек статической характеристики. В зависимости от обстоятельств при более коротких волнах могут наступить более благоприятные условия для выпрямления, чем при более длинных, причем поведение верхнего и нижнего перегиба характеристики должно быть различным в обоих случаях.

Простой диод, по крайней мере в обычной форме, с коаксиальным катодом работает только как детектор и вызывает поэтому сильное затухание приемной системы. Чтобы избавиться при помощи возбуждения колебаний от затухания, рекомендуется использовать для приема лампу с тогмозающим полем, как это сделано после Баркгаузена во многих работах. Так например, Окабе⁶⁹ применяет в качестве приемника диодно-сеточную установку, в которой находящаяся вне колбы емкостно связанная антенна действует на электронные потоки в лампе. При соответствующем подборе усло-

вий работы получаются вследствие резонанса в движении электронов ясно выраженные максимумы чувствительности. Однако трех-электродная лампа с антенной, включенной в анод, оказывается лучше, чем установка с диодом⁷⁰. Кроме этого, различные приемники подвергались воздействию соответствующего магнитного поля.

Уда⁷³ усовершенствовал настройку приемника с тормозящим полем на лехеровскую систему тем, что он снабдил ее конденсаторным мостиком переменной емкости. Изменение последней действовало как смещение мостика.

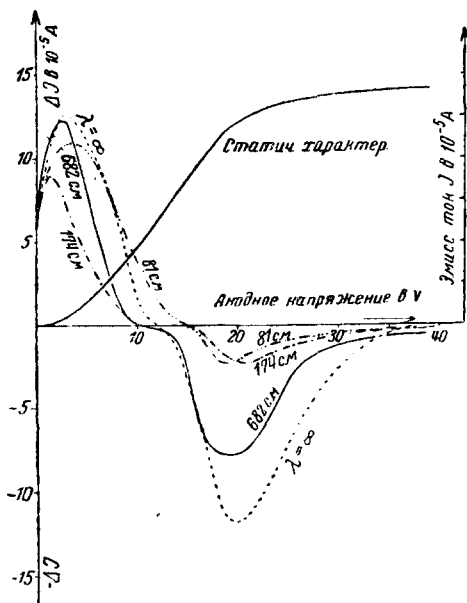


Рис. 36. Детекторная характеристика диода при различных частотах (по Мюллеру и Танку).

мощным между противообъемнозарядной сеткой и анодом. Он рассматривает свой приемник как связанную систему с колеблющимся пространственным зарядом в качестве первичного и с внешней цепью в качестве вторичного контура. Для того чтобы можно было менять связь между лампой и внешним контуром, они были связаны между собой проводкой переменной длины, благодаря чему можно было добиться благоприятного для приема мягкого возбуждения. При больших принимаемых полях оказался более пригодным аудионный прием второго рода, при слабых полях передатчика— аудионный прием первого рода, в то время как гетеродинный прием ввиду нестабильности волны оказался невозможным. Переменная обратная связь, полученная путем модуляции напряжения на противообъемнозарядной сетке с помощью вспомогательной высокой частоты, дала незначительное увеличение чувствительности, хотя характерный шум и получался. При уменьшении длины вспомога-

Пистор⁷⁴ различает, как и в обычном приемнике с обратной связью, 4 различных возможности приема.

1. Обычный аудионный прием с уменьшенным благодаря обратной связи затуханием.

2. Аудионный прием первого рода, когда при критической обратной связи колебания возникают только при возбуждении на далеких расстояниях.

3. Гетеродинный прием.

4. Аудионный прием второго рода, когда имеет место увлечение слабо колеблющегося приемника.

Пистор работал с двухсеточной лампой и резонансным контуром, помещенным между сеткой и анодом.

тельной волны на 1000 м чувствительность приемника даже уменьшилась, что надо приписать слишком малому времени раскачки между периодами модуляции. Самопроизвольное колебание обратной связи благодаря падающей вольтамперной характеристике генератора с тормозящим полем действует менее благоприятно вследствие трудности настройки. Во всех работах, до сих пор приведенных, принимается просто по Баркгаузену без подробного конкретного рассмотрения собственного демодуляционного процесса, что лампа с тормозящим полем является выпрямителем и при высоких частотах. Предполагается только, что приемник с тормозящим полем обладает наибольшей чувствительностью, когда он непосредственно установлен на собственную частоту.

Карара⁷⁵ дал недавно исчерпывающее объяснение демодуляционного эффекта в лампе с тормозящим полем. Он сопоставил выпрямленные токи, текущие в цепи тормозящего электрода с статической характеристикой лампы с тормозящим полем $i_b = f(e_b)$ (рис. 20), полагая, что мешающее действие электронных колебаний отсутствует. Характеристика лампы с тормозящим полем может быть представлена соотношением

$$i_b = Ce_b^n,$$

а выпрямляющее действие — пропорционально ее кривизне, т. е.

$$\frac{d^2 i_b}{d e_b^2} = n(n-1) C e_b^{n-2}.$$

Для $n=2$ выпрямляющее действие не зависит, очевидно, от e_b , в то время как при $n \geq 2$ оно растет или уменьшается с e_b . Экспериментально n может быть определено в 5/2. Отсюда на основании известного уравнения характеристики диода можно определить отношение $\frac{r_a}{r_k}$, т. е. отношение радиуса анода к радиусу нити и,

следовательно, и само r_k . Произведенный подсчет дает практически совпадение величин r_a и r_k . Это, однако, означает, что r_k есть радиус непосредственно перед анодом расположенного виртуального катода. Лампа с тормозящим полем действует, следовательно, как диод с очень маленькими расстояниями между электродами, которые технически вообще не могут быть реализованы, и с внутренним сдвигом фаз, которым в рассматриваемой области частот можно пренебречь. В более поздней работе Карара⁷⁴ сравнивает выпрямляющее действие диода с соответствующим образом подобранной антенной с действием лампы с тормозящим полем и приходит к выводу, что диод может дать только половину выпрямленного тока. Это было подтверждено сравнительными измерениями на более длинных волнах. Гольман⁷⁵ экспериментально показал, что выпрямленный ток в цепи лампы с тормозящим полем практически пропорционален кривизне характеристики, как это показано на рис. 37, в соответствии с этим он меняет свой знак в области верхней и жне кривизны характеристики. Так как внутреннее сопротивление

работающей в области насыщения лампы с тормозящим полем равно со стороны сетки бесконечности, а со стороны тормозящего электрода имеет величину порядка 1000Ω , то сеточная нагрузка аудиона с тормозящим полем благодаря выходному сопротивлению R_g оказывается менее выгодным, чем баркгаузеновское включение в цепь тормозящего электрода. Чтобы избежать ненужно высокого падения напряжения на R_g , надо предпочесть дроссельную катушку чисто омическому сопротивлению.

Чрезвычайно резкая установка рабочей точки в нижней области кривизны характеристики может быть смягчена, если нагрузить тормозящий электрод многоомным смещающим сопротивлением, причем смещающим потенциалом может служить положительное сеточное напряжение. Это смещающее сопротивление должно, конечно, быть закорочено очень большой емкостью, ибо тем самым выпрямленный ток будет течь в цепи тормозящего электрода и сможет быть пере-

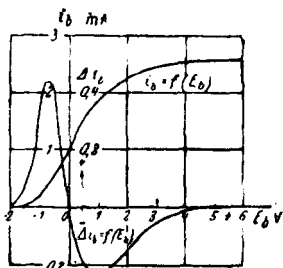


Рис. 37. Детекторное действие лампы с задерживающим полем при работе на микроволнах.

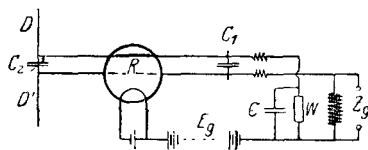


Рис. 38. Схема приемника с лампой с задерживающим магнитным полем (по Гольману).

дан в цепь сетки. По этому принципу построена схема аудионного приемника с тормозящим полем, данная на рис. 38. В ней сохранен известный по передатчику с тормозящим полем, имеющий известные преимущества, способ включения лампы в пучность напряжения короткозамкнутой с обоих концов лехеровской системы.

При изменении сеточного напряжения появляется ряд периодически следующих друг за другом приемных максимумов, которые удовлетворяют инверсионному соотношению для постоянной волны

$$n^2 E_g = \text{const.}$$

При достаточной энергии передатчика эти максимумы резко сказываются и в токе через тормозящий электрод согласно наблюдениям Жилия и Дональдсона⁷⁸ в первой области первого порядка при волне в 10 м . Так как рабочие точки при мягком возбуждении и при оптимальном выпрямлении, вообще говоря, не совпадают, то свободное от помех наложение колебаний для целей демодуляции и создания незатухающих колебаний в лампе с тормозящим полем невозможно. Эту трудность, однако, можно обойти, если обе функции возложить на две соединенные между собой общей проводкой лампы или на двоянную систему (Doppelsystem), в которой разделенные емкостью электроды по отношению к высокой

частоте представляют собой одно целое, в то время как соединение с источником питания таково, что одна система служит целям выпрямления, а другая—целям получения незатухающих колебаний.

Чтобы получить приемник, который в достаточно широкой области может быть расстроен одним сеточным напряжением, без специальных настраиваемых внешних контуров, Гольман ⁷⁷ построил аудионный приемник с тормозящим полем с двухтактной лампой (рис. 39). Как видно из рисунка, тормозящий электрод, как и в магнетроне с разрезанным анодом, разделен на два сегмента B_1 и B_2 и помещен в пучности тока приемного диполя AA_1 . Ток в цепи тормозящего электрода проходит через дроссели D и D' и рабочая точка автоматически устанавливается посредством W , в то время как сетка имеет нагрузку R_g . Вследствие неоднородного распределения поля между обоими сегментами происходит переход тока с отрицательного на положительный сегмент, причем ввиду наличия инерции электронов это статическое положительное сопротивление может инвертировать.

Можно, следовательно, рассматривать лампу как комплексное сопротивление, мнимая и действительная части которого меняются с изменением потенциала сетки, так что поведение диполя в широкой области определяется только сеточным напряжением. Уничтожение затухания почти вплоть до собственной частоты может быть произведено путем регулировки накала и смещения посредством W рабочей точки. Чтобы при общей высокой чувствительности приемника уничтожить помехи любого вида, надо весь приемник поместить в замкнутую спираль, которая пропускает до диполя только правильно поляризованные дециметровые волны, от всех же других полей она является защитой.

Наконец, Джакомини ⁸⁶ исследовал примененный в качестве приемника магнетрон, в котором анодный ток уменьшается при появлении посторонних колебаний. Если накал и напряжения постоянны, а растет только напряженность магнитного поля, то на вольтамперной кривой в падающей части появляется несколько неравномерно распределенных приемных максимумов.

б) Квази-оптическое распространение микроволн.

При всех опытах, в которых устанавливались максимальная дальность действия и свойства квази-оптического распространения дециметровых или микроволн, в большинстве случаев работали с интенсивным пучком передаваемого излучения, получаемым или посредством параболического зеркала или рефлекторной системой или

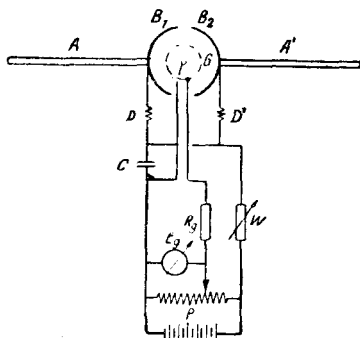


Рис. 39. Схема асинфазного аудиона с задерживающим полем.

комбинацией нескольких передатчиков с направляющей антенной. Особенно простыми кажутся цельнометаллические параболические зеркала, которые были применены в опытах передачи из Дувра в Кале ⁷⁹ на волне в 18 см волны.

Маркони ⁴¹ применил зеркало, состоящее из нескольких рефлекторов, в фокальной линии которого находились 4 диполя, питаемые одинаковым числом параллельно работающих генераторов. Вообще говоря, все разработанные до сих пор для длинных волн направляющие системы, краткий обзор которых был недавно ⁸⁰ дан, могут быть при уменьшении их размеров применены к микро-волнам.

В то время как при длинных волнах учитывается, главным образом, поверхностное излучение, в так называемых коротких волнах распространение зависит от объемного излучения; в отношении ультракоротких микроволн и явлений связанных с их распространением, склоняются к тому, чтобы положить в основу оптические явления, соответствующие видимому свету. Если передатчик и приемник находятся на расстояниях H и h от поверхности земли, то теоретически дальность действия

$$d = \sqrt{2RH} + \sqrt{2Rh},$$

или если принять для радиуса земли R значение 6370 км, то

$$d_{\text{км}} = 3,55 (\sqrt{H_m} + \sqrt{h_m}).$$

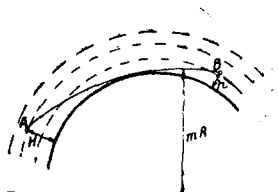


Рис. 40. Распространение микроволн в различных слоях атмосферы.

Заметим, что в этой формуле не учитывается абсорбция той части излучения, которая направлена по касательной к поверхности земли.

Представление о резкой границе дальности действия из-за тени, создаваемой горизонтом, не может быть строгим. Гораздо более приемлемо, что для микроволн имеют место законы, подобные законам для световых волн. Согласно этим представлениям луч, проходя на своем пути на различных высотах над поверхностью земли слои воздуха разной температуры, давления и разной влажности, претерпевает отклонение.

Приблизительно можно сделать расчет, полагая, что путь луча представляет собой, как изображено на рис. 40, окружность радиуса mR , где m — множитель, учитывающий состояние более низких слоев атмосферы. Тогда дальность действия

$$d_{\text{км}} = \sqrt{2H_m R_{\text{км}} \frac{m}{m-1}} + \sqrt{2h_m R_{\text{км}} \frac{m}{m-1}}.$$

В то время как в области метровых волн эта теория была различными способами подтверждена, недавно Маркони ⁴¹ показал на 57-см волне, что ее дальность действия значительно превосходит оптический горизонт. В этих опытах передатчик находился на высоте 750 м над уровнем моря, и приемник отодвигался на судне

от передатчика. Вначале прием был достаточно внятным до 10 км за оптическим горизонтом, т. е. до 107 км, затем он, однако, резко ухудшился, так что при 150 км уже принимались очень слабые сигналы. Между 161 и 182 км внезапно возросла сила приемного поля почти до его значения на границе оптической видимости, чтобы потом уменьшиться до нуля при 203 км. Затем приемник был помещен на высоту в 340 м, тогда было перекрыто расстояние в 269 км, хотя оптическая видимость не достигала и половины этого значения.

По Пессиюну⁸⁵ объяснение факта распространения метровых волн далеко за пределы оптического горизонта лежит в явлениях рассеяния, подчиняющихся формулам Ечерслея и Ватта. Для дециметровых волн это предположение не годится, потому что оно предполагает слишком большие температурные градиенты в нижних слоях атмосферы, что особенно странно, если принять во внимание высокое местоположение передатчика и приемника в опытах Маркони. Здесь, следовательно, речь может идти только о преломлении в самых нижних слоях атмосферы.

Распространение волн по земной поверхности усложняется не только из-за разной поглощательной способности различных участков земной поверхности, но из-за проникающих на пути излучения помех и из-за явлений искривления, вызываемых формой отдельных участков земной поверхности. В этом направлении имеются опыты только для волн до 1,3 м длины, поведение же микроволн еще не выяснено.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. E. Hollmann, *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* **33**, 27, 66, 101, 1929; **35**, 21, 76, 1930.
2. A. Scheibe, *Die Erzeugung kurzer el. Wellen*. Leipzig 1935; K. Kohe, *Naturwiss.* **9**, 1930.
3. E. Pierret, *L'onde él.* **8**, 373, 1929; Tellegen, H. Z. d. Nederl. Radiogesellsch. **4**, 34, 1929; W. Wenstrom, *Proc. Inst. Radio Eng.* **20**, 95, 1932; S. Megaw, *Journ. Inst. El. Eng.* **72**, 313, 1933.
4. W. Masslenikoff, *Z. ang. w. Phys.* **7**, 81, 1930.
5. W. Smirnoff, *Z. angew. Phys.* **7**, 25, 1930.
6. W. Kroebe, *Ann. Phys.* **14**, 80, 1932.
7. B. J. Thompson, *Electronics*, 1933, 214; B. J. Thompson a. G. M. Rose, *Proc. Inst. Radio Eng.* **21**, 1707, 1933.
8. J. Sahaneck, *Schriften d. Naturw. Fak. d. Massaryk. Univ.* **120**, 126, 1930; *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* **38**, 78, 1932; *Physik Z.* **33**, 693, 1932.
9. H. E. Hollmann, *Naturwiss.* **20**, 181, 1932; *Sitzungsber. preuss. Akad. d. Wiss. Phys. Math. Klasse VI*, 1933.
10. H. E. Hollmann, *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* **40**, 97, 1932.
11. K. Morita, *Journ. Inst. El. Eng.* **52**, 84, 1932; *Rep. Radio Research Works Japan* **2**, 211, 1932.
12. W. J. Kalinin, *Russ. Z. Techn. Phys.* **131**, 332, 1933.
13. W. Orgel, *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* **41**, 56, 1933.
14. R. King, *Ann. Physik.* **7**, 805, 1930; *Proc. Inst. Radio Eng.* **20**, 1368, 1932.
15. M. J. O. Strutt, *Ann. Physik.* **4**, 17, 1930; **8**, 794, 1931.
16. H. E. Hollmann, *Ann. Physik* **5**, 247, 1930.
17. R. Wundt, *Hochfrequenztechn. u. Elektroak.* **36**, 133, 1930.
18. H. Edler, *Arch. El.* **26**, 841, 1932.

19. H. G. Möller, ENT 7, 293, 411, 1930.
20. H. G. Möller, u. W. Hinsch, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 37, 145, 1931.
21. E. W. Helmholtz, ENT 10, 181, 1933.
22. F. W. Sears, Franklin Inst. 1930, 459.
23. E. W. Gill, Phil. Mag. 12, 843, 1931.
24. A. Rostagni, Atti d. Reale Acc. d. Sci. d. Torino 64, 123, 317, 383, 1931.
25. A. Rostagni, Nature 130, 509, 1932.
26. W. H. Moore, Can. Journ. of Res. 1931, 505.
27. W. Gerber, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 36, 98, 1930; 40, 216, 988, 1932.
28. G. Potapenko, Phys. Rev. 39, 547, 551, 625, 1932; Phil. Mag. 24, 1126, 1932.
29. A. Wainberg, Russ. Z. angew. Phys. 7, 97, 1930.
30. W. Kroebe, Z. Physik 61, 239, 1930; 65, 726, 1930.
31. S. Uda u. T. Mikami, Journ. Inst. El. Eng. Japan 52, 78, 1932.
32. H. Collenbusch, Ann. Physik 13, 191, 1932.
33. H. Rindfleisch, Ann. Physik 14, 237, 1932.
34. W. J. Kalinin, Ann. Physik 11, 113, 1931.
35. G. Gutton u. G. Beauvais, C. R. 193, 759, 1931.
36. V. Ionescu, C. R. 193, 575, 1931.
37. A. Rostagni, C. R. 193, 1075, 1931.
38. A. Giacomini, Phys. Rev. 41, 113, 1932; Alta Frequ. 2, 3, 1933.
39. E. Gossel, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 42, 1, 1933.
40. W. E. Kühle, Tel. Ztg. 13, 5, 1932.
41. G. Marconi, Electrician 3, 1933; Nature 1933, 292; Alta Frequ. 2, 5, 1933; Ricerc. Scient. 4, 67, 1933.
42. H. N. Kozanowski, Proc. Inst. Radio Eng. 20, 957, 1932.
43. J. Sahanek, Schriften d. Massaryk Univ. 120, 1930.
44. W. E. Benham, Phil. Mag. 11, 457, 1931; El. Comm. 9, 223, 1933.
45. M. A. Witt, C. R. 195, 1005, 1933.
46. J. Müller, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 41, 156, 1933.
47. J. Sahanek, Phys. Z. 23, 693, 1932.
48. J. S. McPetrie, Nature 132, 691, 1933.
49. J. Sahanek, Schriften d. Massaryk Univ. 45, 1927.
50. I. Ranzi, Lincei Rend. 9, 625, 1929; Nuovo Cim. 6, 249, 310, 1929.
51. H. E. Hollmann, Ann. Physik 8, 956, 1731.
52. K. Okabe, Proc. Inst. Radio Eng. 18, 1748, 1930.
53. K. Okabe, M. Isida u. M. Hisida, Journ. Inst. E. Eng. Japan 52, 77, 1932.
54. B. Hoag, Proc. Inst. Radio Eng. 36, 29, 1933.
55. E. D. McArthur a. E. Spitzer, Proc. Inst. Radio Eng. 19, 1971, 1931.
56. G. R. Kilgore, Proc. Inst. Radio Eng. 20, 1741, 1932.
57. I. E. Mouromtseff, G. R. Kilgore a. H. V. Noble, Electr. 5, 278, 1932.
58. W. Dehlinger, Physics 2, 433, 1932.
59. E. C. S. Megaw, Journ. Inst. El. Eng. 72, 326, 1933.
60. K. Okabe, Rep. Inst. Sci. Japan 8, 1932; Journ. Inst. El. Eng. Japan 53, 369, 1933.
61. N. L. Yates-Fish, Proc. Phys. Soc. 482, 1933.
62. M. C. Gutton a. M. Chenot, C. R. 196, 589, 1933.
63. V. Ionescu et I. Mihul, C. R. 196, 682, 1933.
64. G. Potapenko a. R. Sanger, Phys. Rev. 43, 210, 1933.
65. R. Luthi, Helv. phys. Acta 6, 139, 1933.
66. H. Guyot, C. R. 193, 230, 1932.
67. K. Zakrewski a. F. Tank, Helv. phys. Acta 1, 447, 1928.
68. K. Okabe, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 35, 3, 1930.
69. Zakrewski K. u. T. Nayder, Bull. Int. Akad. Pol. 1, 30, 1930.
70. J. Müller u. F. Tank, Helv. phys. Acta 1, 447, 1928.

71. K. Okabe, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **35**, 3, 1930.
 72. K. Okabe, Proc. Inst. Radio Eng. **18**, 1028, 1930.
 73. S. Uda, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **35**, 129, 1930.
 74. W. Pistor, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **35**, 135, 1932.
 75. N. Carrara, Proc. Inst. Radio Eng. **20**, 1615, 1932.
 76. N. Carrara, Alta Frequ. **1**, 509, 1932.
 77. H. E. Hollmann, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **42**, 89, 1933.
 78. E. W. B. Gill u. R. H. Donaldson, Phil. Mag. **15**, 1177, 1933.
 79. H. E. Hollmann, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **43**, 131, 1934.
 80. A. Giacomini, Rend. Instit. Lombardo Sci. **66**, 831, 1933.
 81. R. Darbord, L'Onde él. **11**, 53, 1932.
 82. W. Ochmann u. M. Rein, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **42**, 27, 1933.
 83. R. Jouaust, L'Onde él. **9**, 5, 1930.
 84. L. F. Jones, Proc. Inst. Radio Eng. **21**, 349, 1933.
 85. G. Pession, Alta Frequ. **1**, 485, 1932.
 86. A. Esau u. W. Höhler, Hochfrequenztechn. u. Elektroak. **41**, 153, 1933.
-