

УЛЬТРАВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ВОЛНЫ И ИХ ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ¹⁾

Л. Бриллюэн

1. НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРНЫЕ ЧЕРТЫ УЛЬТРАВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН

Ультравысокочастотные электромагнитные волны, т. е. волны длиной в несколько дециметров, были впервые использованы Герцем для повторения оптических опытов, как, например, отражение, преломление, дифракция и др.; полное подобие коротких радиоволн оптическим волнам подтверждалось в дальнейшем большим количеством опытов. Оказалось, что оптические линзы, зеркала, параболические рефлекторы являются весьма эффективными, если только их размеры больше нескольких длин волн.

Позже была открыта другая аналогия — между ультравысокочастотными и акустическими волнами. Так как в обоих случаях длина волны одного и того же порядка величины, в настоящее время можно указать на целый ряд электрических аппаратов, удивительно похожих на акустические инструменты: полые трубы, подобные органным трубам, полые резонаторы (называемые также танк-резонаторами, эндовибраторами), напоминающие акустические резонаторы Гельмгольца, и полые кабели, которые представляют аналогию труб, используемых в акустике.

Идея использования полых резонаторов возникла главным образом потому, что они дают очень малое затухание, т. е. имеют очень высокое Q (добротность). Высокое Q означает, что амплитуда свободных колебаний в резонаторе уменьшается до $\frac{1}{e}$ своей начальной величины лишь по истечении весьма большого числа периодов.

В связи с этим имеется другой вопрос, заслуживающий внимания, это — возможность сначала запастись энергией в полном резонаторе, а затем излучать ее в пространство.

Если мы захотим аккумулировать электромагнитную энергию в некотором объеме Φ , то это может быть сделано путем создания сильного электрического E и магнитного H полей внутри данного

¹⁾ J. Frankl. Inst., 229, 709, 1940. Сокращенный перевод Е. М. Студенкова. В дополнение к этой статье см. статью Е. М. Студенкова на стр. 444 этого выпуска.

объема; полный запас энергии будет определяться интегралом

$$A = \frac{1}{8\pi} \int (\epsilon E^2 + \mu H^2) d\Phi, \quad (1)$$

где электрическая и магнитная части полного запаса энергии обычно являются величинами одного порядка.

Но теперь возникает вопрос, до какой величины мы можем увеличивать поля? Предположим, что диэлектрическая среда — воздух при атмосферном давлении. Его пробивное напряжение составляет приблизительно 30 000 В/см, т. е. 100 CGSE. Практически этот верхний предел никогда не будет достигаться, и беря приемлемый коэффициент безопасности, мы можем предположить, что в среднем поле может достигать 15 CGSE. Этому соответствует плотность энергии

$$A = \frac{1}{8\pi} 15^2 \approx 10 \text{ эрг/см}^3 \quad (2)$$

или около 1 джоуль/м³. Таким образом, за возможный порядок величины полного запаса энергии мы принимаем

$$A(\text{эрг}) = 10\Phi, \quad (3)$$

где объем Φ выражен в кубических сантиметрах.

Запасание большого количества энергии A требует использования резонатора больших размеров Φ .

Предположим теперь, что некоторое количество энергии ежедневно излучается. Хороший резонатор должен иметь фактор Q порядка 1000, которому соответствует временная постоянная θ около тысячи периодов (τ):

$$\theta = 1000 \tau. \quad (4)$$

Энергия, излучаемая в секунду, $\frac{dA}{dt}$, может быть, таким образом, получена из соотношения

$$\frac{dA}{dt} = \frac{A}{\theta} = \frac{A}{1000 \tau} = \frac{\Phi}{100 \tau}. \quad (5)$$

Предположим, что мы проектируем резонатор, способный излучать мощность в 100 W (10⁹ эрг/сек). Его объем будет связываться с периодом при помощи уравнения (5):

$$\frac{dA}{dt} = 10^9, \quad \Phi = 10^{11} \tau \text{ CGS.}$$

Этот результат может быть сделан более наглядным, если мы сравним размеры объема Φ с длиной волны λ . Предполагая объем в виде куба

$$\Phi = L^3,$$

мы находим

$$L^3 = 10^{11} \frac{\lambda}{c} = \frac{10}{3} \lambda \text{ CGS,}$$

где c — скорость света; предыдущее уравнение можно представить в следующем виде:

$$\left(\frac{L}{\lambda}\right)^3 = \frac{10}{3\lambda^3} \quad (6)$$

(λ — в сантиметрах), что приводит к следующим результатам:

а) метровые радиоволны

$$\frac{L}{\lambda} \ll 1; \quad (7a)$$

этому случаю соответствуют контуры с сосредоточенными постоянными;

б) дециметровые радиоволны

$$\frac{L}{\lambda} \approx 1; \quad (7b)$$

с) сантиметровые или миллиметровые волны

$$\frac{L}{\lambda} \geq 1 \text{ — полые резонаторы.} \quad (7c)$$

При дециметровых радиоволнах использование обыкновенных емкостно-индуктивных контуров невозможно, приходится пользоваться двухпроводными или коаксиальными линиями; эти системы, однако, можно рационально построить только в том случае, если расстояние между проводами мало по сравнению с длиной волны. Этого нельзя получить в случае сантиметровых волн, и мы, таким образом, вынуждены работать с полыми резонаторами, даже (благодаря тому, что $L > \lambda$) с резонаторами, осциллирующими на высших гармониках.

Хотя полые резонаторы и похожи на акустические, все же здесь имеются принципиальные различия, и полная теория полых резонаторов, полых труб и т. д. для случая электромагнитных колебаний должна строиться заново. Различие состоит в том, что акустика имеет дело с продольными волнами, в то время как в электромагнетизме речь идет о поперечных волнах. Акустическое поле может быть определено одной величиной (потенциалом скорости), в то время как электромагнитное поле для своего определения требует четырех величин (векторного и скалярного потенциалов). Акустические расчеты, блестяще выполненные Рэлеем, могут быть использованы только как наводящие или как формальные примеры, но они еще должны быть полностью переведены на язык поперечных волн и максвелловских уравнений; перевод этот часто требует хорошего владения математическим аппаратом.

2. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ КЛАВЬЕ И ДАРБЕРА

Лаборатория Л. М. Т. («Laboratoire le Matériel Téléphonique») в Париже в течение ряда лет активно работает в области ультра-высоких частот. Исследования проводятся Клавьей, Дарбером и многими другими сотрудниками. В результате этих исследований была установлена радиосвязь через Ламанш на волне в 18 см. Первые эксперименты были проведены в 1931 г., и система находилась

в коммерческом использовании с 1934 г. Для генерации и приема ультравысокочастотных волн применялись лампы с тормозящим полем. На рис. 1, *a* дана упрощенная схема передатчика, а на рис. 1, *b* — приемника. В обоих случаях генерируемые (или принимаемые) колебания подводятся (или отводятся) с помощью коаксиального фидера к маленькой антенне (или от нее), расположенной в фокусе параболического рефлектора.

Рефлекторы образуют весьма мало расходящийся пучок, направляемый от передающей станции к принимающей. Положение рефлекторов должно быть таково, чтобы на пути пучка волн не было

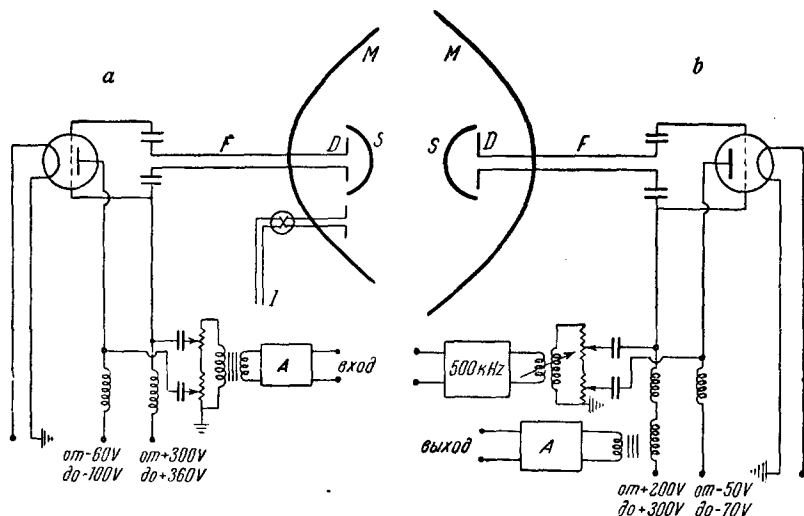


Рис. 1. Схемы передатчика и приемника

M — параболические зеркала; *S* — полусферические отражатели; *D* — дипольные антенны
F — коаксиальные питающие линии; *I* — индикатор генерации; *A* — усилитель

препятствий. При связи через Ламанш одна из станций была расположена на французской стороне, другая на английской. Расстояние составляло примерно 56 км, а города были выбраны так, что вся линия связи была свободна от препятствий. Электрооптические устройства устанавливались на специальных стальных башнях высотой в 20 м.

Установка использовалась для двухсторонней бильдтелеграфии, а также для дуплексной телефонии. Все детали, касающиеся устройства станций, были уже опубликованы в нескольких статьях^{1,2}. Из всех находящихся в коммерческом использовании линий связи эта линия использует самые короткие волны. Результаты работы линии оказались очень хорошими; именно, почти отсутствовали атмосферные помехи, но иногда отмечались резкие щелчки, причина которых заведомо не могла лежать в используемой аппаратуре. Помех от близких грозных разрядов и автомобилей также не замечалось. Фоновый шум в приемнике весьма похож на нормальный шум

ламп. Наблюдались иногда медленные фэдинги, но они появлялись очень редко, так что при телеграфировании для сигналов, длящихся короткое время, они оказывались несущественными. Дождь и туман не оказывали заметного влияния на радиосвязь, однако, как правило, стабильные атмосферные условия соответствовали устойчивой связи, в то время как неустойчивое атмосферное состояние обычно сопровождалось фэдингами.

3. ПОЛЫЕ КАБЕЛИ; ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Очень важный шаг вперед в деле изучения ультравысокочастотных волн был сделан сотрудниками Бэлл-лаборатории (США) Саус-

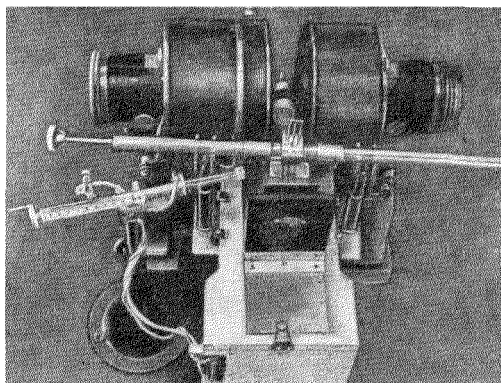


Рис. 2

вортом, Корсоном, Мидом и Щелкуновым^{3,4}, которые впервые начали исследовать распространение ультракоротких волн внутри полых проводящих труб (так называемых *полых кабелей*). Аналогичные исследования были начаты почти в то же время Барроу в Массачузетском технологическом институте⁵. Первые сообщения, опубликованные этими исследователями, вызвали интерес многих физиков. Автор исследовал распространение волн в прямоугольных трубах, затем в трубах эллиптического сечения⁶. В последнее время появилось много дальнейших исследований^{7,8}. Мы остановимся лишь на исследованиях, проводившихся автором совместно с Клавье. Клавье провел блестящие экспериментальные демонстрации перед Французским обществом физиков в ноябре 1938 г., используя оборудование, показанное на следующих рисунках.

Весьма короткие волны создавались лампой с тормозящим полем или с помощью магнетрона.

Рис. 2 изображает магнетронный генератор, дающий волны от 1,2 до 3 см. Эти волны могли распространяться внутри узкой медной трубы диаметром в 1,6 см. Для измерения волны использовался коаксиальный волномер с подвижным поршнем, который виден на том же рисунке вблизи магнетрона.

На рис. 3 дано расположение опыта с полыми кабелями в том виде, как это демонстрировалось перед Французским обществом физиков. Использовались две различные трубы; одна — большая, видимая на переднем плане рисунка, диаметром в 12 см (она служила Клавье для демонстрации перед аудиторией распределения электрического

волн внутри полых проводящих труб (так называемых *полых кабелей*). Аналогичные исследования были начаты почти в то же время Барроу в Массачузетском технологическом институте⁵. Первые сообщения, опубликованные этими исследователями, вызвали интерес многих физиков. Автор

поля внутри трубы при различных типах волн); вторая, более узкая труба, как уже указывалось выше, была диаметром в 1,6 см.

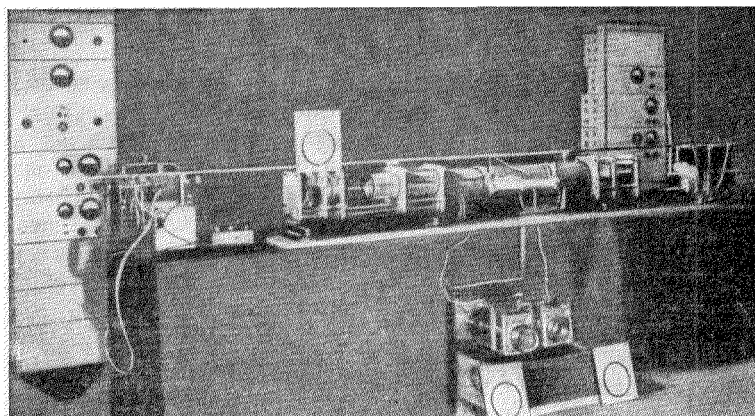


Рис. 3

На рис. 4 показано приспособление, служившее для демонстрации распределения электрических силовых линий при различных типах волн. Маленькая дипольная антенна могла вращаться внутри трубы; принятые ею сигналы после усиления воспроизводились маленькой лампочкой, которая ориентировалась соответственным образом на плакате.

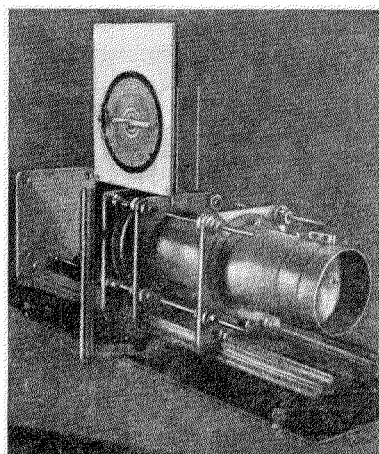


Рис. 4

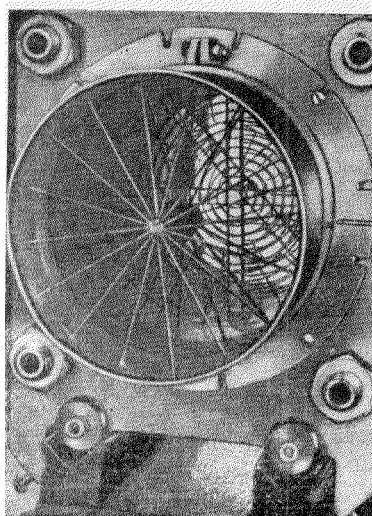


Рис. 5

Рис. 5 изображает так называемый преобразователь волн, служащий для изменения типа волны из E_0 в H_0 . Преобразователь состоит из маленьких радиальных антенн, расположенных внутри трубы и

имеющих изогнутую часть в том месте, где волна типа H_0 имеет максимум электрического поля. Антенная система находится между

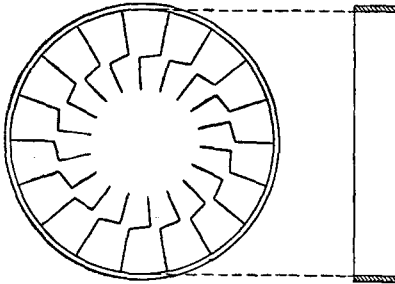


Рис. 6

двумя фильтрами, из которых один состоит из радиальных проводников, задерживающих волны E_0 , но пропускающих волны H_0 , а другой (позади) состоит из круговых проводников и задерживает волны H_0 , в то время как волны E_0 могут проходить через него беспрепятственно. На рис. 6 представлена антенная система указанного преобразователя.

Более детальные сведения, относящиеся ко всему этому оборудованию, можно найти в работах Клавье и Альтовского^{7,8}.

4. ТЕОРИЯ ПОЛЫХ КАБЕЛЕЙ

Полая проводящая труба для электромагнитных волн представляет собой обычный фильтр, пропускающий волну только в том случае, если частота ее будет выше некоторой предельной частоты. Этот результат был одним из поразительных фактов, полученных из первых исследований Саусворта. Он может быть легко понят из рис. 7, на котором кривые представляют изменение величины

$$K = \frac{c}{v} = \frac{u}{c} \quad (8)$$

в функции от отношения $\frac{\lambda}{a}$, т. е. длины волны к диаметру трубы. Здесь c — скорость света в свободном пространстве, v — фазовая скорость

волн, распространяющихся в трубе, и u — групповая скорость или скорость сигнала распространяющихся по трубе волн. Сплошная кривая представляет теоретическую кривую для волн E_0 в трубе, наполненной водой ($\epsilon = 81$, $\sqrt{\epsilon} = 9$), пунктирная кривая — то же для трубы, наполненной воздухом. Вдоль трубы может распространяться только такая волна, длина которой меньше предельной (критической).

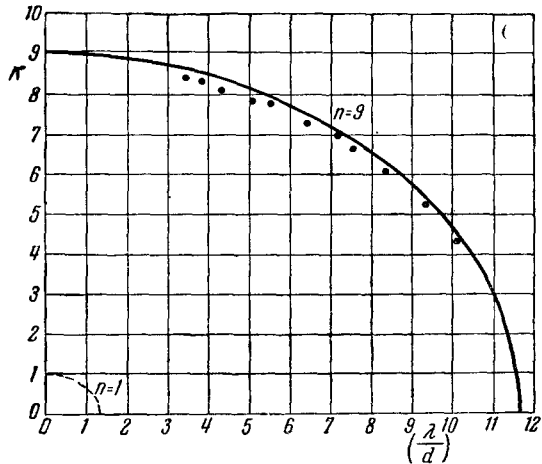


Рис. 7

Предельная волна в этом случае будет определяться условием $\frac{\lambda}{d} \approx 1,7$.

На рис. 8 дана аналогичная же кривая для волн H_1 в трубе, заполненной воздухом, где предельной волной будет $\frac{\lambda}{d} = 1,67$. Физическое толкование этих результатов

будет дано ниже. Следует отметить, что теоретические кривые, данные на рис. 7 и 8, суть эллипсы.

Рис. 9 взят также из работ Саусворта; он демонстрирует затухание различных типов волн (называемых E_0, E_1, H_0, H_1) при распространении их внутри медной трубы. Замечательным является падение кривой для волн H_0 ; чем выше частота, тем меньше затухание. Этот неожиданный результат может оказаться весьма полезным при связи по полым кабелям на больших расстояниях.

Если рассмотреть явление более детально, то этот результат можно объяснить в нескольких словах. Каждый тип волн индуцирует электрические токи в оболочке трубы.

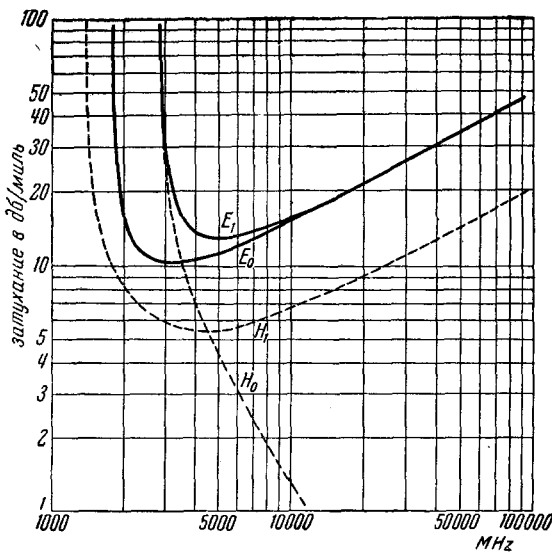


Рис. 9

Эти токи, благодаря скин-эффекту, должны течь внутри очень тонких слоев, а эти слои становятся все более и более тонкими при возрастании частоты. Это вызывает возрастание потерь на джоулево тепло внутри слоев для большинства типов волн. Таким образом, более высокой частоте соответствует большее затухание. Волны же H_0 ведут себя несколько differently; интенсивность тока, индуцируемого ими в стенке трубы, очень быстро падает при возрастании частоты, и этот эффект оказывается более чем достаточным, чтобы компенсировать возрастание сопротивления слоя. Таким образом, при возрастании частоты затухание уменьшается.

Возвратимся теперь к эллиптическим кривым, представленным на рис. 7 и 8, и объясним их физическое значение. Замечательным является

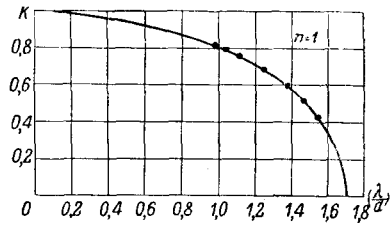


Рис. 8

рисуется электрические токи в оболочке трубы. Эти токи, благодаря скин-эффекту, должны течь внутри очень тонких слоев, а эти слои становятся все более и более тонкими при возрастании частоты. Это вызывает возрастание потерь на джоулево тепло внутри слоев для большинства типов волн. Таким образом, более высокой частоте соответствует большее затухание. Волны же H_0 ведут себя несколько differently; интенсивность тока, индуцируемого ими в стенке трубы, очень

тот факт, что скорость волн внутри трубы существенно отличается от скорости волн в свободном пространстве. Оказывается, что внутри проводящей трубы существует движущаяся интерференционная картина, т. е. там образуется некоторое распределение чередующихся максимумов и минимумов, и затем оно движется вдоль трубы без искажений. Отсюда совершенно ясно, что фазовая скорость (или скорость распространения) для такой интерференционной картины должна быть отлична от обычной скорости света в свободном пространстве. Некоторые элементарные примеры могут дать простое пояснение этих свойств. Рис. 10 изображает интерференционную картину, которая имеет место перед зеркалом M , если на него падает под углом θ волна I , которая затем отражается, образуя отраженную волну R . Интерференционная картина образуется в области треугольника перед зеркалом, там, где накладываются друг на друга падающая

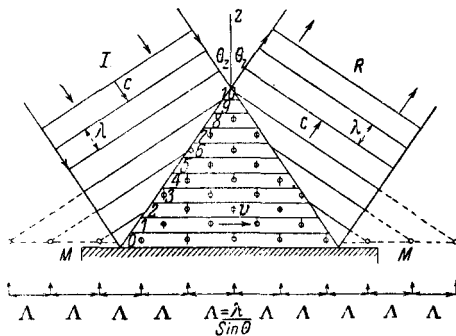


Рис. 10

и отраженная волны. Максимумы интенсивности, которые обозначены темными точками, образуются на пересечении волновых плоскостей обеих волн. Если λ есть длина волны в свободном пространстве, то здесь возникает более длинная волна Λ , которая представляет расстояние между двумя точками, измеренное параллельно зеркалу. Следует отметить, что движение всей интерференционной картины происходит параллельно зеркалу, причем вся система волн скользит со скоростью v . Это сразу приводит к весьма простому результату:

$$\frac{c}{v} = \frac{\lambda}{\Lambda} = \sin \theta. \quad (9)$$

Темные линии, параллельные зеркалу, представляют собой полосы, где интенсивность равна нулю. Они делят треугольник на систему параллельных слоев, в которых практически нет потока энергии от одного слоя к другому; это еще раз доказывает то, что результирующая скорость волн v направлена параллельно зеркалу.

Условия, возникающие на поверхности зеркала, выполняются также на каждой из темных полос. Это значит, что, например, в случае электромагнитных волн, отраженных от проводящего горизонтального зеркала M , горизонтальное электрическое поле исчезает как на зеркале, так и на каждой темной полосе. Таким образом, мы можем, не нарушая интерференционной картины, поставить второе зеркало M' параллельно первому M на одной из этих темных полос, что показано на рис. 11, который представляет систему интерферирующих волн, распространяющихся между двумя зеркалами с фазовой скоростью v . Это соответствует распространению волн внутри проводя-

щей трубы, если мы вообразим трубу с прямоугольным поперечным сечением, одна из сторон которого бесконечно длинна.

Фазовая скорость, даваемая формулой (9), больше, чем скорость волн c в свободном пространстве в $\frac{1}{\sin \theta}$ раз. Поток энергии течет с несколько другой скоростью u , меньшей, чем скорость волн в свободном пространстве c :

$$u = c \sin \theta; \quad (10)$$

этот результат выясняется при рассмотрении зигзагообразного движения лучей между зеркалами M и M' (рис. 12): С другой стороны,

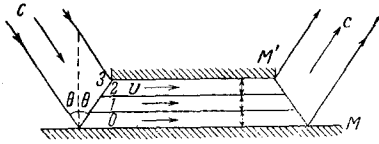


Рис. 11

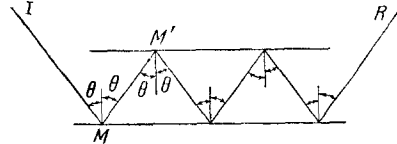


Рис. 12

угол θ связан с расстоянием d между зеркалами и целым числом n , определяющим порядок обертона, возбуждаемого в трубе, следующим соотношением:

$$d = \frac{n\lambda}{2 \cos \theta} = \frac{nc}{2f \cos \theta}. \quad (11)$$

Формулы (9) и (10) приводят к соотношению (8). Исключая θ из (9) и (11), мы получаем

$$\left(\frac{c}{v}\right)^2 + \left(\frac{nc}{2fd}\right)^2 = 1, \quad (12)$$

т. е. уравнение эллипса, изображенного на рис. 7 и 8, где ординаты суть $\frac{c}{v}$, а абсциссы $\frac{\lambda}{d} = \frac{c}{fd}$.

Критическая частота f_1 соответствует предельным условиям

$$v = \infty, \quad u = 0, \quad f_1 = n \frac{c}{2d}, \quad \theta = 0. \quad (13)$$

Этот весьма простой пример важен для рассмотрения, поскольку он непосредственно дает наиболее типичные черты распространения волн внутри полых труб и элементарным путем объясняет соотношения между скоростями.

5. ПРЯМОУГОЛЬНОЕ ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ

Эта проблема может быть изучена без больших математических трудностей. Внутри поперечного сечения трубы интерференционная картина определяется двумя постоянными n_1 и n_2 , дающими число узловых линий в обоих направлениях. Теория дает следующие соотношения для фазовой скорости v внутри трубы:

$$k^2 = \pi^2 \left[\left(\frac{n_1}{a}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{b}\right)^2 \right], \quad (14)$$

$$\left(\frac{c}{v}\right)^2 + \left(\frac{kc}{2\pi f}\right)^2 = 1, \quad (15)$$

где a и b — две стороны прямоугольного поперечного сечения, f — частота, а k — величина, характеризующая распределение; соответствующее типу n_1, n_2 . Граничная частота f_1 получается из (15), если сделать v бесконечным.

$$f_1 = \frac{kc}{2\pi}. \quad (16)$$

Уравнения (14), (15) и (16) очень похожи на уравнения (12), (13) предыдущего раздела, в частности, уравнение (15) точно так же представляется эллиптическими кривыми.

Записывая уравнения Максвелла, мы найдем, что каждая из постоянных n_1, n_2 может быть использована для определения двух различных типов колебаний, из которых один дает электрическую волну, а другой магнитную. Эти названия происходят от того, что первая волна имеет продольную компоненту электрического поля, но не имеет продольной магнитной компоненты. Для магнитной же волны условия обратные; может быть отмечена только одна разница, состоящая в том, что электрическая волна полностью исчезает, если только одна из постоянных n_1, n_2 обращается в нуль, в то

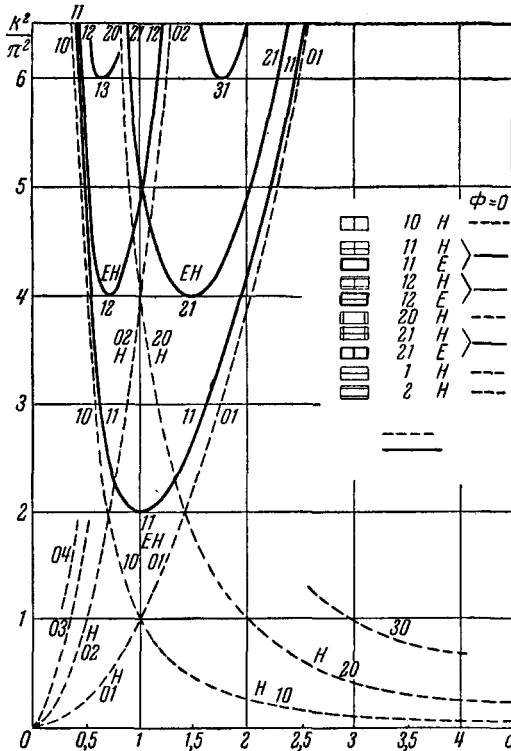


Рис. 13

время как магнитная волна может еще образоваться и в этом случае.

Общим результатом является то, что величина, обратная k (т. е. k^{-1}), и критическая длина волны λ_c , при фиксированном типе распределения, пропорциональны одному из линейных размеров сечения трубы. Это дает нам возможность выяснить роль формы сечения, сводя площадь поперечного сечения к постоянной величине и выбрав

$$ab = 1.$$

На рис. 13 дана диаграмма, показывающая зависимость $\left(\frac{k}{\pi}\right)^2$ от a ; $a = 1$ означает поперечное сечение в виде квадрата; $a > 1$ представляет прямоугольник, в котором горизонтальная сторона a длиннее, чем вертикальная b .

Такая диаграмма весьма интересна для обсуждения. Она характеризует стабильность или нестабильность различных типов волн по отношению к деформациям поперечного сечения. Некоторые кривые (например, $n_1 = 1$, $n_2 = 1$ или кривая II) проходят при квадратном поперечном сечении ($\alpha = 1$) через минимум; это означает, что небольшое изменение поперечного сечения будет только слегка нарушать волну и фазовую скорость. Эти типы волн устойчивы. Но другие типы волн ведут себя совершенно отлично. Рассмотрим, например, волны $0I$ и 10 , которые дают две отдельные кривые, пересекающиеся при квадратном поперечном сечении. Некоторое отклонение от квадратного поперечного сечения к слегка прямоугольному повлияет на волну тем, что разделит ее на две части ($0I$ и 10), распространяющиеся с различными скоростями. Этот случай соответствует неустойчивым волнам.

6. КРУГОВОЕ И ЭЛЛИПТИЧЕСКОЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Будучи интересным сам по себе, случай труб с прямоугольным сечением может быть и не представляет большого практического значения, так как по всей вероятности на практике больше будут применяться трубы круглого сечения; следовательно, деформации в этом случае будут состоять в отклонениях в сторону эллиптической формы. Этим объясняются принятые различными авторами ^{6, 9, 10} исследования распространения волн внутри труб эллиптического поперечного сечения. Полное рассмотрение приводит к основным типам колебаний, имеющим эллиптические или гиперболические узловые линии, как показано на рис. 14.

Собственные тоны колебаний определяются функциями Матью, численные расчеты которых довольно утомительны. Картины получаются в общем похожие на предшествовавшие. Обозначая через a и b две полуоси эллипса и вводя постоянную площадь $ab = 1$, мы можем начертить кривые, данные на рис. 15а и 15б для электрических и магнитных волн. Кривые, имеющие минимум при круговом поперечном сечении ($\alpha = 1$), соответствуют устойчивым волнам, в то время как неустойчивые волны представляются пересекающимися кривыми. Таким образом, волна E_0 устойчива, волна E_1 неустойчива, волна H_0 устойчива, волны H_1 , H_2 и H_3 неустойчивы.

Очень важным является факт устойчивости волн H_0 , так как эти волны могут иметь очень большое практическое значение, благодаря их малому затуханию, как на это уже указывалось выше.

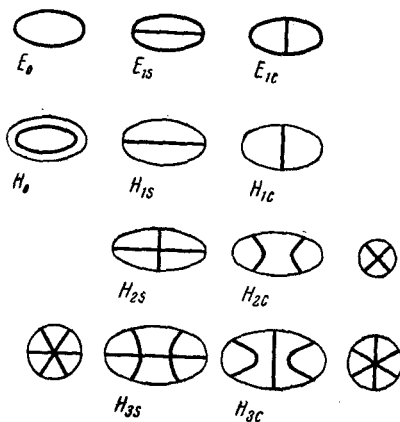


Рис. 14. Узловые линии для эллиптических поперечных сечений

Можно было бы выяснить еще много интересных черт из рассмотрения кривых и диаграмм, которые показаны на предшествующих рисунках, но это вышло бы из рамок настоящей статьи.

В заключение следует подчеркнуть громадный интерес, представ-

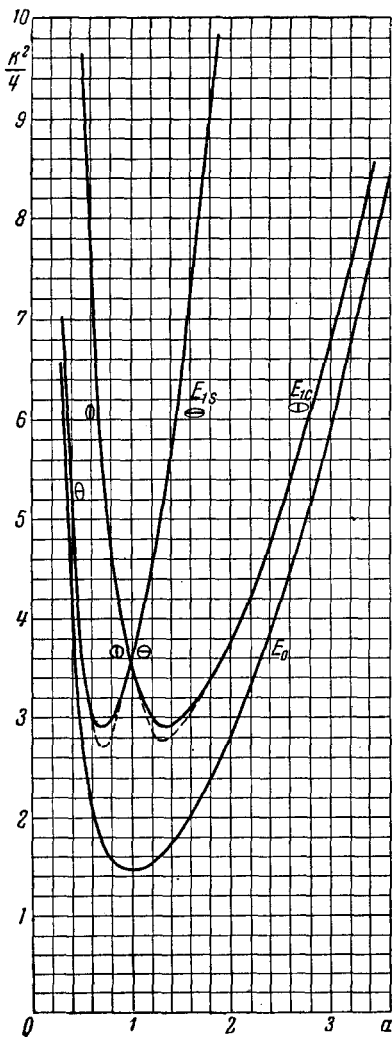


Рис. 15а. Электрические волны

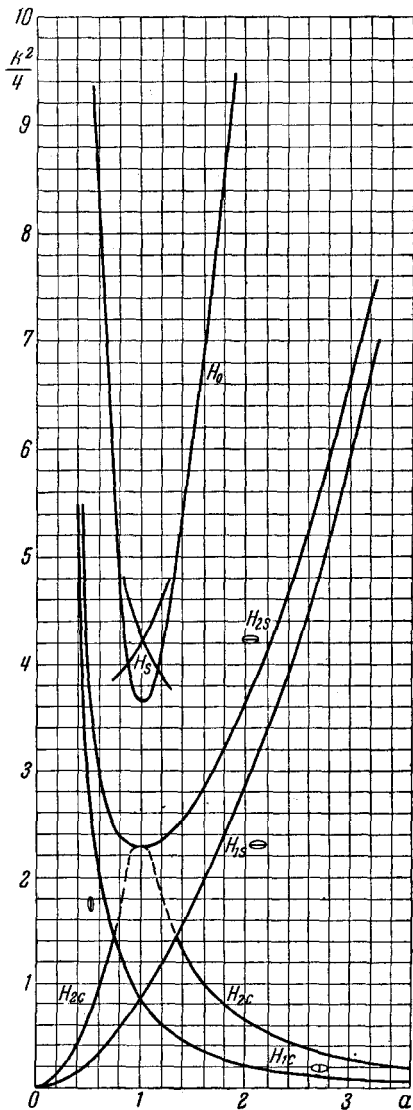


Рис. 15б. Магнитные волны

ляемый ультравысокочастотными колебаниями как для физика, так и для радиоинженера. Здесь открывается новое поле деятельности для исследований с весьма интересными теоретическими и техническими проблемами и перспективами важных практических приложений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Clavier, *Electr. Communic.*, **12**, 3, 1933.
 2. Clavier and Gallant, *Electr. Communic.*, **12**, 222, 1934.
 3. S'authworth, *Bell Syst. Techn. Journ.*, **15**, 284, 1936.
 4. Carson, Mead and Schelkunoff, *Bell Syst. Techn. Journ.*, **15**, 310, 1936.
 5. Barrow, *Proc. I. R. E.*, **24**, 1298, 1936.
 6. Brillouin, *Rev. Gen. d'Électricité*, **40**, 227, 1936; *Electr. Communic.*, **16**, 350, 1938; *Bull. Soc. Franç. d'Électr.*, **8**, 899, 1938.
 7. Clavier, *Bull. Soc. Franç. d'Électr.*, **8**, 385, 1938.
 8. Clavier and Altovsky, *Rev. Gen. d'Électr.*, **45**, 697, 1939.
 9. L. J. Chu, *J. Appl. Physics*, **9**, 583, 1938.
 10. Schelkunoff, *J. Appl. Physics*, **9**, 484, 1938.
-