ПОЛЫЕ СИСТЕМЫ В СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ТЕХНИКЕ

Е. М. Студенков, Москва

По тому большому вниманию, которое Бриллюэн в своем обзоре [1]) уделяет полым системам, можно судить о громадном значении этих систем в сверхвысокочастотной технике.

Сейчас уже совершенно ясно, что во всех звеньях сверхвысокочастотной техники, начиная от генерации и излучения, кончая приемом, усилением и канализацией электромагнитной энергии на значительные расстояния, всюду полые системы должны будут сыграть ведущую роль. Этим объясняется проявляющийся за последнее время громадный интерес к полым системам, стимулируемый общим интересом к сверхвысокочастотным волнам.

Изучение полых систем ведется в основном по трем направлениям в соответствии с намечающимися в будущем их основными применениями: полые колебательные системы или резонаторы (эндовибраторы), полые излучающие и приемные приспособления (рупоры, дифракционные антенны) и, наконец, полые системы для канализации сверхвысокочастотной электромагнитной энергии (полые кабели).

Теоретические основы и некоторые экспериментальные данные американских исследователей, касающиеся вопроса передачи сверхвысокочастотной энергии по трубам и диэлектрическим стержням, были даны в обзоре Н. Н. Малова [1]. Статья Бриллюэна дает сведения о работах в этом направлении французских авторов. Но этим не охватывается весь обширный материал, который получен к настоящему времени в изучении полых систем как за границей, так и у нас в СССР. Целью настоящего обзора и является дать хотя бы краткие сведения о полученных за последнее время данных.

А. ПОЛЫЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Целый ряд вопросов, касающихся физической стороны явлений, имеющих место при колебаниях в полых металлических резонаторах простейших форм, был выяснен теоретически уже сравнительно давно в связи с некоторыми другими проблемами физики [2, 3, 4, 5]. К числу таких вопросов относится установление возможных типов колебаний резонатора, выяснение характера распределения электрического и магнитного полей при данном типе колебаний и, наконец,

---

[1]) См. стр. 430 этого выпуска.

определение собственных частот резонатора. В случае простых форм резонаторов, таких, как, например, сфера, круговой цилиндр или прямоугольный параллелепипед, эта задача сводится к решению уравнений Максвелла в соответствующей системе координат и использованию граничных условий, требующих, чтобы на поверхности металлической оболочки исчезала тангенциальная составляющая электрического поля. В результате этого оказывается возможным полностью определить, какие типы колебаний возможны в резонаторе данной формы, каково будет распределение электрического и магнитного полей при данном типе колебаний и каковы будут соответствующие собственные частоты.

Развитие сверхчастотной техники и обнаружившаяся в связи с этим необходимость реального использования полых колебательных систем вызвали другой, более практический подход к изучению свойств полых резонаторов. Кроме знания собственных длин волн резонаторов λ потребовалось рассчитать также некоторые величины, которые часто используются при описании свойств обычных колебательных контуров с сосредоточенными постоянными.

Для оценки качества резонатора в смысле длительности его свободных колебаний необходимо знать величину Q, которая для резонаторов различной формы может быть разной. Кроме того, часто желательно знать величину $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$, называемую характеристикой колебательного контура (или волновым сопротивлением), а также резонансное сопротивление $Z_r = \frac{L}{RC}$.

Величина Q может быть всегда точно определена как произведение ω на отношение полной энергии системы A к энергии, расходуемой за период W:

$$Q = \frac{\omega A}{W}.$$

Что же касается величин ρ и Z_r, то для вычисления их, казалось бы, простейший способ состоит в нахождении сначала величин, соответствующих емкости C, индуктивности L и сопротивлению R обычного контура, которые затем можно было бы использовать для определения ρ и Z_r. Это значит, что полый резонатор надо свести к эквивалентному ему контуру с сосредоточенными постоянными, параметры которого затем могут служить для определения вышеуказанных величин.

Впервые попытку такой трактовки полых резонаторов предпринял Ганзен[6]. Расчеты его показали, что для полых резонаторов нельзя точно определить величины, соответствующие L, C и R обычных контуров. Это и понятно, ибо для точного описания колебательной системы, сравнимой с длиной волны, нельзя воспользоваться понятиями, присущими системам с сосредоточенными постоянными. Однако, как показал Ганзен, имеется несколько различных, но, вообще говоря, вполне равноценных путей для определения величин, близко соответствующих L, C и R. При этом полученные величины, неза-

висимо от способа своего определения, конечно, должны удовлетворять условиям

$$\left.\begin{aligned} \sqrt{LC} &= \frac{\lambda}{2\pi c}, \\ \frac{L\omega}{R} &= Q, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

т. е. полученный эквивалентный контур должен иметь ту же длину волны и ту же величину затухания, что и данный объемный резонатор; для окончательного же выбора значений L, C и R, а следовательно, и определения $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ и $Z_r = \frac{L}{RC}$, нужны некоторые дополнительные условия, в зависимости от выбора которых величины эти принимают те или иные значения. Величину Z_r, например, можно определить тремя способами и соответственно получить три значения, которые, однако, отличаются друг от друга весьма мало, так что на практике можно пользоваться любым из них.

В своей работе [6] Ганзен приводит не только значения собственных длин волн для резонаторов простейших форм (цилиндр, параллелепипед, сфера), но также и рассчитанные им величины L, C, R, ρ, Z_r, Q и ряд других.

Для объемных резонаторов Q получается обычно порядка $\frac{\lambda}{\delta}$, где λ — длина волны, а $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\omega}}$ есть поверхностное затухание материала стенок. Величина, соответствующая резонансному сопротивлению, в абсолютных электромагнитных единицах получается порядка Qc, где c — скорость света.

Для практических целей наибольший интерес представляют только величины λ и Q, которые в достаточной мере характеризуют свойства резонатора. Исходя из этого, может быть и не имеет смысла всякий раз для данного резонатора находить эквивалентный ему контур с сосредоточенными постоянными и вычислять значения L, C, R и др. В более поздних работах Боргниса [7], Бунимовича [8] и Неймана [9] главное внимание и уделено именно расчету только величин λ и Q для резонаторов тех же форм, что и у Ганзена.

Полые резонаторы в форме параллелепипеда или цилиндра получают все большее и большее применение в высокочастотной технике благодаря простоте своего изготовления, жесткости и компактности конструкции и высокой стабильности частоты [10, 11]. Однако, в некоторых случаях резонаторы такой простой формы оказываются не вполне пригодными, и тогда приходится выбирать другие, более сложные формы поверхности резонаторов.

В частности, необходимость выбора более сложной формы резонатора возникает при конструировании сверхвысокочастотных генераторов и усилителей новейшего типа, работающих на принципе скоростной модуляции электронного луча [12, 13, 14, 15]. Дело в том, что резонатор, работающий в любом электроннолучевом приборе, помимо общих необходимых качеств, таких, как достаточная простота

конструкции, устойчивость частоты, высокое Q и т. д., должен удовлетворять еще некоторым другим требованиям, главные из которых следующие:

a) Наличие достаточно высокого резонансного сопротивления Z_r, которое должно быть порядка нескольких мегом. Требование это проистекает из следующего: амплитуда переменного напряжения высокой частоты, возникающего в колебательной системе, определяется равенством

$$U_1 = i_1 \frac{L}{RC}.$$

Если учесть, что в электроннолучевых генераторах обычно $U_1 \approx U_0 \approx 1000$ V и $i_1 \approx i_0 \approx 10$ mA (где U_0 — постоянное ускоряющее напряжение, а i_0 — величина постоянного тока пучка), то для $Z_r = \frac{L}{CR}$ получается величина порядка $10^5\,\Omega$.

b) Расстояние между стенками резонатора в области наибольшего электрического поля должно быть таково, чтобы электроны пучка могли проходить эту область в течение достаточно малого промежутка времени, во всяком случае не большего полупериода, ибо только тогда будет происходить эффективное отсасывание колебательной энергии от электронного пучка объемным резонатором. Это значит, что в области прохождения электронного луча расстояние между границами резонатора должно быть порядка $\frac{v}{c} \cdot \frac{\lambda}{2}$, где v — скорость электронов, а λ — собственная длина волны резонатора, т. е. заведомо меньше, чем λ.

Что касается первого условия, то резонаторы обычной формы ему вполне удовлетворяют. Расчет Z_r для них дает как раз величину требуемого порядка. Второму же условию можно удовлетворить, только как-то видоизменив форму обычных резонаторов. Например, сфера, имеющая собственную волну, равную $1{,}1\,d$, этому условию явно не удовлетворяет; что же касается цилиндра или параллелепипеда, то их можно было бы использовать для электроннолучевых приборов в случае так называемого плоского типа колебаний, подробно рассмотренного Бунимовичем[8]. В этом случае электромагнитное поле в полости не зависит от координаты z, если ось Z представляет собой перпендикуляр к основаниям. Однако, для этого пришлось бы сильно уменьшить высоту h резонатора по отношению к размерам оснований, а так как добротность в данном случае приблизительно пропорциональна h, то это значительно понизило бы Q, что, конечно, является нежелательным.

Все это заставило подвергнуть исследованию резонаторы, общая форма которых дана на рис. 1. Изучение резонаторов такого типа было предпринято Ганзеном и Рихтмайером[16]. Как и прежде, задача состояла в том, чтобы определить для этих резонаторов величины λ, Q, Z_r и др.

Из всех представленных на рис. 1 форм проще всего поддается расчету резонатор a, имеющий вид сферы, в которую входят два конуса с углами при вершинах $\Theta = \Theta_0$. Конечно, на практике такая

форма не может быть строго осуществлена, полные конусы, например, обязательно должны быть заменены слегка усеченными (пунктир на рис. 1, *a*), чтобы через верхние основания их, сделанные в виде сеток, можно было бы пропускать электронный поток. Однако, результаты, полученные для идеализированной формы, на практике могут быть вполне приемлемыми при условии, что площадь сеток будет достаточно мала.

Решение векторного волнового уравнения и использование граничных условий, требующих исчезновения E_Θ на стенках резонатора, приводят к выражению для собственной длины волны λ резонатора формы *a*, которая получается равной $4r$, независимо от угла входящих в сферу конусов. Далее, аналогично тому, как это делалось для сферы или цилиндра, в данном случае точно так же можно вычислить значения Q и Z_r. Эти величины оказываются зависящими от Θ_0 и при некоторых углах получают наибольшие значения. Максимальные значения Q и Z_r получаются несколько уменьшенными по сравнению с теми же величинами для сферического резонатора, однако, уменьшение это не очень значительно. Например, Q изменяется от $0{,}45\,\frac{\lambda}{\delta}$ для сферы до $0{,}155\,\frac{\lambda}{\delta}$ для резонатора формы *a*. Соответственно Z_r меняется от $4{,}92\,\frac{\lambda}{\delta}c$ до $1{,}31\,\frac{\lambda}{\delta}c$. При подстановке в последнее выражение значения δ для меди и $\lambda = 10$ *см* для Z_r получается $\sim 2{,}66\cdot 10^6\,\Omega$, т. е. величина порядка нескольких мегом.

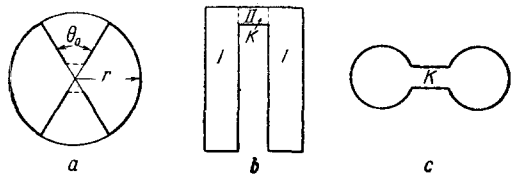

Рис. 1

Таким образом, видоизменяя сферический резонатор путем включения в него двух конусов, можно получить резонатор, вполне пригодный для электроннолучевых приборов как в отношении своей формы, так и в отношении высокого значения Q и Z_r.

Расчет, подобный тому, который дается для резонатора формы *a*, Ганзен и Рихтмайер проводят также и для других видоизменений сферы; во всех этих случаях задача может быть решена достаточно строго и точно. Однако, форма резонатора, получающаяся при изменении сферы путем включения в нее или двух конусов или, например, двух параболоидов, практически все же оказывается мало пригодной из-за небольшой площади, которая может быть отведена для сеток. Более ценными в этом отношении оказываются формы резонаторов *b* и *c*, одна из которых представляет собой как бы отрезок коаксиальной линии, а вторая напоминает тороид. Точный расчет резонаторов такой формы оказывается с математической стороны весьма трудным, однако, существуют приближенные методы расчета, основывающиеся на том, что области с наименьшим расстоянием между стенками резонатора, обозначенные на рисунке через *K*, при-

нимаются за емкость системы, остальная же часть рассматривается как обладающая только индуктивностью. Исходя из этого предположения, можно рассчитать собственную длину волны, добротность и все другие величины, характеризующие резонатор. Для тороидального резонатора, например, подобный расчет приводится у Неймана [9].

В тех случаях, когда расстояние между стенками резонатора в области K сравнимо с его общими размерами, вышеуказанный приближенный расчет может оказаться не вполне достаточным. Для более точного расчета резонаторов типа, подобного b, Ганзеном был разработан специальный метод [17], сущность которого сводится к следующему: вся полость резонатора делится на несколько областей, в данном случае (форма b) на две области, обозначенные на рисунке через I и II. Далее составляются векторные функции, соответствующие электромагнитному полю в каждой области, и затем эти функции согласовываются так, чтобы они имели одинаковую величину или, по крайней мере, переходили бы более или менее плавно одна в другую на границе соприкосновения областей I и II. Из условия согласованности можно получить выражение для λ. Расчеты, проведенные таким способом, хотя и кажутся громоздкими, все же дают более точные данные в отношении собственных волн резонатора и других его характеристик, чем все другие известные методы.

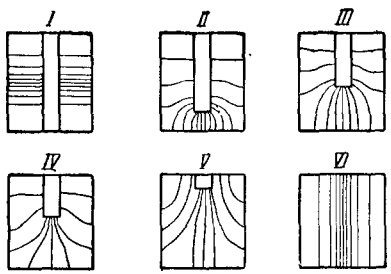

Рис. 2

Трудность математического рассмотрения резонаторов более или менее сложной формы усугубляется еще тем, что при одной и той же заданной форме резонатор может осциллировать несколькими различными способами. Эту трудность во многих случаях можно с успехом обойти путем экспериментального изучения свойств резонаторов интересующих нас форм.

В этом отношении хорошим примером является работа Барроу и Миера [18], которые подвергли тщательному экспериментальному обследованию резонатор особой конструкции, который мог по желанию превращаться из отрезка замкнутой коаксиальной линии в совершенно полый цилиндр, проходя через все промежуточные стадии. Достигалось это путем передвижения внутреннего стержня в замкнутом коаксиальном резонаторе, как это показано на рис. 2.

Собственные частоты резонатора в случае, когда он представляет собой полый цилиндр (VI), и в случае, когда он представляет отрезок замкнутой коаксиальной линии (I), могут быть точно рассчитаны. Промежуточные же формы резонатора, которые практически как раз и представляют наибольший интерес, поддаются расчету гораздо труднее. Барроу и Миером были рассчитаны и проверены экспериментально первые десять собственных частот для каждого крайнего случая. Затем путем перемещения внутреннего стержня были получены различные промежуточные формы резонатора и изме-

рены соответствующие им частоты. Полученные данные дают полную картину перехода резонатора из одной формы в другую при различных типах колебаний и могут быть использованы при конструировании резонаторов, форма которых близка к какой-либо из рассмотренных промежуточных форм.

Ценность результатов, полученных таким способом, повышается еще тем, что для резонаторов такого рода справедлив принцип подобия, по которому изменение линейных размеров резонатора вызывает пропорциональное изменение и резонансной частоты. Это на практике может быть очень часто использовано. Однако, здесь следует иметь в виду, что при некоторых типах колебаний резонансная частота зависит не от всех размеров резонатора, а только от какого-либо одного. В таком случае подобие должно относиться только к данному размеру.

Как видим, большинство авторов, занимавшихся до последнего времени изучением свойств полых резонаторов, подходило к этой задаче, главным образом, с точки зрения использования такого рода резонаторов в сверхвысокочастотной радиотехнике. В соответствии с этим определялись те или иные качества резонаторов, выбирались изучаемые формы и т. д. Однако, совершенно ясно, что полые резонаторы, обладающие весьма малыми декрементами, могут оказаться очень ценными при разрешении ряда физических проблем, таких, как, например, исследование электрических свойств веществ в области сверхвысоких частот.

Данных, сообщающих о результатах использования полых резонаторов в этой области, пока почти не имеется, хотя уже появились сведения[19,20] о начинающихся работах и в этом направлении. Можно надеяться, что кроме широкого применения в сверхвысокочастотной радиотехнике полые резонаторы в скором времени будут использованы и в области изучения электрических свойств веществ, где они также принесут много пользы.

Б. ПОЛЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ И ПРИЕМНИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Еще в первой своей работе, касающейся вопроса распространения электромагнитных волн внутри металлических труб, Барроу[21] отметил, что открытые с одной стороны трубы могут служить в качестве весьма удобных излучателей или приемников электромагнитных волн, частота которых выше критической для данных размеров трубы.

Действие такого рода излучателей и приемников электромагнитных волн очень близко напоминает действие аналогичных акустических приспособлений. Электромагнитная энергия, распространяющаяся вдоль трубы в виде волн того или другого типа, доходя до открытого конца трубы, частично будет отражаться обратно и создавать в трубе стоячие волны, но значительная ее часть будет также излучаться в окружающее пространство. Таким образом, открытая с одной стороны труба может быть использована в качестве определенного типа передающей антенны.

Точно так же распространяющиеся в пространстве электромагнитные волны, попадая на открытый конец трубы, будут частично распространяться внутри ее и, доходя до другого конца, могут быть легко приняты и демодулированы. Следовательно, открытая с одной стороны труба может быть использована в качестве приемной антенны.

Вполне понятно, что эффективность излучения зависит от условий выхода электромагнитной энергии из конца трубы. Для уменьшения коэфициента отражения на конце трубы и для достижения максимального выхода энергии во внешнее пространство естественным было попытаться, по аналогии с акустикой, выполнить выход в виде рупора. Так зародилась идея электромагнитных рупоров, которые тоже были предложены Барроу в качестве излучателей и приемников сверхвысокочастотных волн.

Совершенно очевидная легкость и простота конструкции такого рода полых излучателей и приемников, а также надежда на получение с помощью их резко направленной передачи и приема сигналов вызвали интенсивное изучение их свойств, и в настоящее время можно уже отметить целый ряд весьма ценных результатов, достигнутых в этой области.

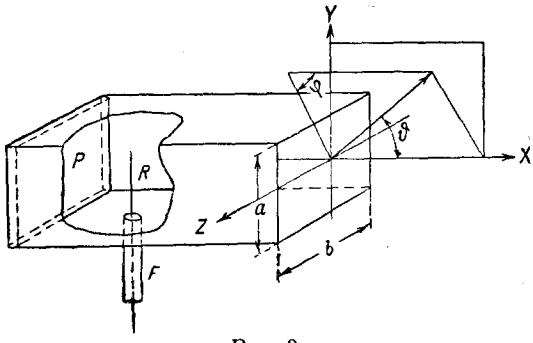

Рис. 3

Изучение, естественно, началось с самых простейших форм полых излучателей и приемников. Так, в конце 1938 г. Барроу и Грин[22] опубликовали результаты теоретического и экспериментального исследования излучающих свойств открытого с одной стороны отрезка трубы прямоугольного сечения. Прямоугольная форма трубы была выбрана исходя из тех соображений, что при возбуждении в ней волн типа H_{0n} электромагнитное поле как внутри трубы, так и вне ее получается со строго выраженной поляризацией, что в некоторых практических случаях бывает очень важно.

В прямоугольной трубе, имеющей размеры a по оси Y и b по оси Z, волны типа H_{0n} характеризуются тем, что в любом поперечном сечении трубы электрическое поле E направлено параллельно одной из координатных осей, скажем, оси Y. Оно имеет однородное распределение вдоль этой оси (индекс нуль) и синусоидальное распределение в перпендикулярном направлении, т. е. по оси Z, причем число полусинусоид, укладывающихся на ширине трубы b (индекс n), определяет порядок волны.

Исследование производилось при условии наличия в трубе волны простейшего типа, т. е. H_{01}. В соответствии с этим трубчатый излучатель имел конструкцию, схематично изображенную на рис. 3. Возбуждение волны типа H_{01} производилось с помощью вертикально

расположенного внутри трубы стержня R, связанного с генератором коаксиальным фидером F. Сзади стержня R находилось подвижное дно трубы P, которое служило для подстройки.

Задача состояла в том, чтобы попытаться теоретически рассчитать характер излучения такого отрезка трубы, т. е. найти формы диаграмм излучения как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях, а затем проверить этот расчет экспериментально.

Барроу и Грином был произведен расчет диаграмм излучения исходя из предположения, что распределение поля в плоскости отверстия трубы такое же, как и в любом другом ее поперечном сечении. Это предположение, конечно, не является вполне точным, однако, экспериментально было обнаружено, что распределение поля в отверстии трубы очень мало отличается от распределения в любом другом сечении, так что расчет, основанный на таком предположении, практически может считаться вполне достаточным.

Исходя из данного распределения поля в плоскости отверстия трубы и пользуясь принципом Гюйгенса, Барроу и Грин рассчитали поле снаружи трубы на расстоянии, весьма большом по сравнению с длиной волны λ и поперечными размерами трубы a и b. Была получена зависимость абсолютного значения напряженности электрического поля от углов ϑ и φ, пользуясь которой можно было вычертить диаграммы излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях для различных длин волн и размеров трубы.

Практически наибольший интерес представляет выяснение вопроса: чем определяется острота направленности излучения и каким путем она может быть увеличена? Если принять за меру ширины излучаемого пучка в вертикальной плоскости величину θ_v, а в горизонтальной плоскости величину θ_h (θ_v и θ_h есть углы, заключающиеся между первыми от центра нулями в вертикальной и горизонтальной диаграммах излучения), то для этих величин получаются следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned} \theta_v &= 2 \arcsin\left(\frac{1}{W_v}\right), \\ \theta_h &= 2 \arcsin\left(\frac{3}{2W_h}\right), \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

где W_v и W_h суть размеры трубы, выраженные в длинах излучаемых волн, т. е.

$$W_v = \frac{a}{\lambda},$$

$$W_h = \frac{b}{\lambda},$$

называемые вертикальной и горизонтальной апертурами трубы.

Из выражений для θ_v и θ_h можно сделать два основных вывода: во-первых, мы видим, что при квадратном сечении трубы ($a = b$) пучок в вертикальной плоскости будет резче, чем в горизонтальной, и для получения пучка одинаковой ширины в горизонтальной и вертикальной плоскостях нужно делать трубу, размеры которой будут в направлении Z больше, чем в направлении Y в отноше-

нии $\frac{b}{a}=\frac{3}{2}$; во-вторых, резкость пучка в обеих плоскостях должна возрастать с увеличением горизонтальной и вертикальной апертур трубы W_v и W_h. Таким образом, для получения как можно большей направленности излучения надо либо увеличивать поперечные размеры труб a и b, либо уменьшать длину излучаемой волны λ.

На опыте эти выводы были подтверждены с достаточной убедительностью. Экспериментирование производилось с трубчатым излучателем размерами $a=15$ *см*, $b=50$ *см* и длиною в 4,78 *м* на волнах от 100 до 50 *см*. Полученные опытным путем диаграммы излучения оказались довольно близко совпадающими с диаграммами, рассчитанными теоретически, а кроме того, они отчетливо обнаружили увеличение резкости пучка с уменьшением длины волны в полном соответствии с выражениями (2). Таким образом, увеличивая поперечные размеры трубы или, наоборот, уменьшая длину излучаемой волны, можно при такой довольно простой конструкции полого излучателя получить резко направленный пучок электромагнитных волн.

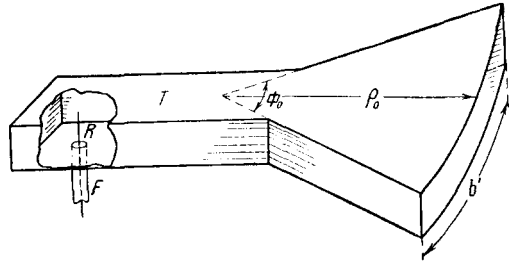

Рис. 4

Но все же необходимость строить трубчатый излучатель довольно больших размеров по сравнению с длиной волны и связанная с этим трудность возбуждения в нем только волн H_{01}, исключая какие-либо другие типы, представляются практически несколько неудобными.

В целях изыскания более совершенных конструкций излучателей вскоре было предпринято исследование излучающих свойств труб, открытый конец которых имеет форму рупора. В начале 1939 г. появилась работа Барроу и Льюиса[23], в которой были описаны результаты экспериментального изучения так называемого секториального рупора, схема которого изображена на рис. 4. Как видим, этот рупор представляет собой небольшое видоизменение рассмотренного выше трубчатого излучателя, состоящее в том, что две боковые стенки прямоугольной трубы развернуты на некоторый угол Φ_0.

Теоретическое рассмотрение рупора такого типа было проведено Барроу и Чу[24] и появилось в печати одновременно с описанием экспериментальных данных. Задача теоретического анализа в данном случае опять состояла в том, чтобы рассчитать характер излучения рупора и выяснить, от чего зависит направленность излучения. В первой части своей теории авторы находят решения уравнений Максвелла для электромагнитного поля внутри рупора, при учете имеющихся граничных условий, и на основе этого определяют возможные типы волн в рупоре и соответствующие им распределения электрического и магнитного полей. Во второй части, пользуясь

принципом Гюйгенса и исходя из распределения поля на поверхности отверстия рупора, которое приближенно считается таким, каким оно было бы в данном сечении при бесконечно длинных стенках рупора, авторы находят распределение поля на большом расстоянии от отверстия и на основе этого вычерчивают диаграммы излучения.

Все расчеты во второй части проводятся в предположении, что в рупоре распространяется волна H_{01}, которая по своему характеру близко напоминает такую же волну в прямоугольной трубе, а именно, она имеет однородное распределение поля вдоль оси Y и синусоидальное по направлению Φ, т. е. вдоль дуги окружности, центр которой находится на вершине рупора.

Полученные из этих расчетов диаграммы излучения показали, что направленность излучения рупора должна зависеть от величины угла его раствора Φ_0, от длины рупора ρ_0 и от частоты излучаемых волн.

Если принять для общности за меру длины рупора отношение $\frac{\rho_0}{\lambda}$, то зависимость эту можно сформулировать следующим образом:

1. При постоянном угле раствора Φ_0 резкость излучаемого пучка увеличивается с увеличением длины рупора $\frac{\rho_0}{\lambda}$; однако, при некоторых достаточно больших значениях $\frac{\rho_0}{\lambda}$ дальнейшее увеличение длины рупора уже не влияет существенно на резкость пучка.

2. При постоянной длине рупора $\frac{\rho_0}{\lambda}$ имеется оптимальный угол раствора рупора Φ_{opt}, при котором излучаемый пучок получается наиболее резким. Например, при $\frac{\rho_0}{\lambda} = 8$ Φ_{opt} получается около 40°.

3. Оптимальный угол раствора уменьшается с увеличением длины рупора.

4. При постоянной апертуре $\left(\frac{b'}{\lambda}\right)$ рупора пучок сужается при уменьшении угла раствора и становится наиболее резким при $\Phi_0 = 0°$, т. е. при переходе рупора в обычную трубу.

Все эти выводы можно легко объяснить, пользуясь теми закономерностями, которые были обнаружены раньше для трубчатого излучателя. Там мы видели, что резкость пучка в плоскости ZX зависит от величины горизонтальной апертуры $W_h = \frac{b}{\lambda}$ и растет с ее увеличением. Соответственно этому и в рупоре резкость пучка должна возрастать с увеличением $\frac{b'}{\lambda}$, где длина дуги $b' = \Phi_0\rho_0$ играет роль ширины отверстия трубы. Увеличение $\frac{b'}{\lambda}$ может происходить либо путем удлинения стенок рупора, либо путем увеличения угла раствора Φ_0 (λ при этом считается постоянной); однако, легко можно заметить, что в отличие от трубчатого излучателя увеличение апертуры рупора, осуществляемое путем увеличения угла раствора Φ_0, будет действовать на пучок сужающим образом только до известных пределов. Как только угол раствора станет слишком большим, на-

правляемые электромагнитные волны уже внутри рупора должны будут распространяться в пределах весьма широкого угла и по выходе в окружающее пространство будут давать все менее и менее резкий пучок по мере дальнейшего роста Φ_0. Этим объясняется наличие оптимального угла раствора Φ_{opt}, при котором излучаемый пучок имеет наименьшую ширину.

При экспериментальном исследовании свойств секториальных рупоров, проводившемся Барроу и Льюисом[23], были полностью подтверждены все вышеуказанные теоретические выводы.

Авторами были сконструированы два рупора: один из них (рупор I) был сделан так, что его боковые стенки могли раздвигаться, давая таким образом возможность получать различные углы раствора Φ_0. Этот рупор был предназначен для исследования направленности излучения в зависимости от величины угла раствора рупора. Другой рупор (II) был сделан с постоянным углом раствора $\Phi_0 = 40°$ и использовался для изучения характера направленности излучения при изменении длины волны λ (это равносильно изменению длины рупора при постоянной λ).

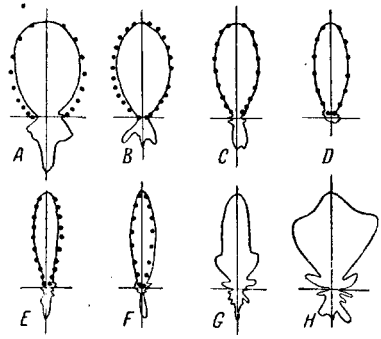

Рис. 5. Ф равно: для A—0°, для B—10°, для C—20°, для D—30°, для E—40°, для F—60°, для G—70°, для H—90°

Возбуждение в рупорах волн типа H_{01} производилось, как и в трубчатом излучателе, с помощью коаксиального фидера F и стержня R, который помещался либо в начале присоединенной к рупору трубы T (рис. 4), либо непосредственно в горловине рупора. Оба способа питания рупора почти равноценны в отношении характера излучения, но в некоторых случаях, в смысле экономии места и материала, второй способ может оказаться более целесообразным.

С рупором I была снята серия диаграмм излучения в горизонтальной плоскости при углах раствора Φ_0, изменявшихся от нуля (что соответствует просто трубе с открытым концом) до 90°. Некоторые из этих диаграмм, полученных при работе на волне в 50 *см*, изображены на рис. 5. Мы видим, что направленность излучения вначале возрастает с увеличением угла Φ_0. При Φ_0, находящемся между 40° и 60°, острота излучения становится наибольшей, а при еще бо́льших углах раствора резкость пучка нарушается появлением вторичных петель, которые делают его менее направленным. Таким образом, для получения наиболее резкого пучка в данных условиях оптимальным оказывается угол раствора в 40 — 50°.

Исследование зависимости характера излучения от длины волны производилось на волнах от 98 до 44 *см*. Для этого использовался рупор II с оптимальным углом раствора в 40°. Полученные диаграммы излучения в полном соответствии с теоретическими предсказаниями обнаруживают сначала очень быстрое, а затем постепенное увеличе-

ние резкости пучка с уменьшением длины волны. При волне в 50 *см* был получен наиболее резкий пучок, хотя резкость излучения можно было считать почти одинаковой как для волн в 67 *см*, так и для волн в 44 *см*, т. е. направленность излучения существенно не менялась при изменении длины волны почти на 50%. Эта особенность рупорного излучателя может оказаться весьма полезной в тех случаях, где требуется передача широкой полосы частот.

Полые системы, имеющие форму отрезка трубы или форму рупора, исследовались также и с точки зрения использования их в качестве приемников электромагнитных волн. Первая работа в этом направлении была проведена Саусвортом и Кингом[25]. Ими были исследованы особенности работы полых приемников, имеющих разнообразные формы, начиная от отрезков труб разных сечений и размеров и кончая различными формами рупоров. Опубликованы пока только результаты изучения полых приемников, имеющих форму отрезка трубы круглого сечения и форму конического рупора.

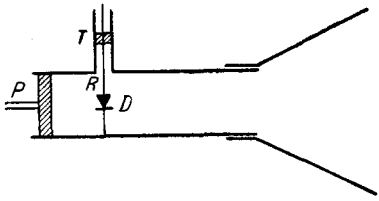

Рис. 6

Общая схема изучавшихся полых приемников дана на рис. 6. Приемник представляет собой отрезок трубы круглого сечения, один конец которой открыт и может присоединяться либо к таким же трубам, но различного диаметра, либо к коническим рупорам разных размеров и с различными углами раствора. Второй конец трубы замыкается подстроечным поршнем P, впереди которого находится диаметральный проводник R, снабженный детектором D и подстроечным приспособлением T. Проводник R должен быть расположен в той плоскости, в которой лежит электрический вектор принимаемых волн; при этом предполагается, что принятая электромагнитная энергия по трубе распространяется в виде волн типа H_1.

Эксперименты, проводившиеся с этими приемниками, были в основном двух родов: во-первых, снимались диаграммы направленности приема в зависимости от длины рупора и угла его раствора; во-вторых, измерялся относительный выигрыш в принимаемой мощности при наличии рупора и без него. Работа велась на волнах от 10 до 15 *см*, получаемых от баркгаузеновского генератора, расположенного на расстоянии 30 — 100 длин волн от приемника.

Результаты экспериментов, касающиеся направленности приема, обнаруживают, что полые приемники электромагнитных волн во всех отношениях ведут себя почти так же, как и полые излучатели тех же форм.

На рис. 7 дано несколько диаграмм, характеризующих направленность приема в зависимости от угла раствора конического рупора. Мы видим, что резкость приема возрастает с увеличением угла раствора приблизительно до 50°, после чего она снова уменьшается. Однако, этот оптимальный угол относится только к размерам рупора, приведенным на рисунке, вообще же обнаружено, что для более

длинных рупоров получаются меньшие оптимальные углы, как это было и у полых излучателей. Такая же аналогия с излучателями получается и в том случае, если мы изменяем длину рупора, оставляя постоянным угол его раствора (например, в 40°). Здесь также направленность приема сначала довольно быстро растет с увеличением длины рупора, но затем при некоторой длине она становится максимальной, и дальнейшее увеличение длины рупора уже никаких преимуществ не дает.

Измерение относительного выигрыша в мощности приема в случае наличия рупора по отношению к приему без рупора при оптимальных условиях дает величину порядка нескольких сотен. Это указывает на весьма большую практическую ценность такого рода приемников.

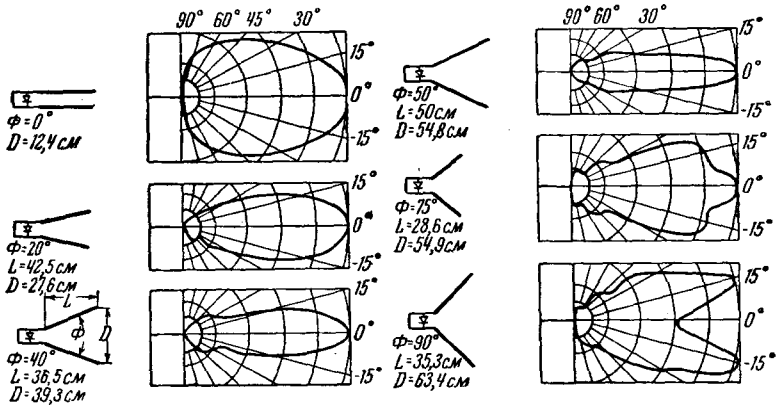

Рис. 7

Результаты, полученные к настоящему времени в области изучения полых излучателей и приемников, конечно, не являются исчерпывающими, так как исследованию подвергались пока что только самые простейшие их формы, которые пока нет оснований считать наиболее выгодными. Однако, уже из этих предварительных опытов отчетливо видно, что полые излучатели и приемники обладают целым рядом преимуществ по сравнению с другими типами ультравысокочастотных антенн, такими, например, как параболические рефлекторы или сложные системы антенн, и что в области сантиметровых волн они безусловно завоюют себе прочное место.

Известные до сего времени приспособления для направленного излучения (рефлекторы, системы антенн) хотя и могут давать излучение с весьма большой направленностью, все же обладают многими недостатками, которые несколько затрудняют их применение. В качестве примера можно указать на такие недостатки, как наличие в их диаграммах излучения весьма больших побочных петель, сильная критическая зависимость характера излучения от длины излучаемой волны, трудность подстройки системы антенн, наличие разного рода изолирующих поддержек, неустойчивость конструкции и ряд других. Полые излучатели в значительной степени лишены этих недостатков.

Они дают излучение в виде одного резко выраженного центрального пучка без заметных побочных петель, просты по конструкции и удобны для работы в любых условиях, не требуют сложной подстройки, а главное они дают возможность передавать с одинаковой направленностью довольно широкие полосы частот. Благодаря этим достоинствам полые излучатели, а также и приемники могут быть с успехом использованы для передачи и приема телевидения и для радиотелефонной связи от точки к точке на больших расстояниях, для морской и воздушной навигации, для определения расстояний, высот, направлений и в других весьма ценных областях.

В литературе уже есть данные [26], сообщающие о первых опытах практического применения полых излучателей, имеющих форму рассмотренного выше секториального рупора. Такой рупор, будучи расположен в вертикальной плоскости, будет давать резкий пучок только в этой плоскости, в перпендикулярном же направлении пучок будет размытым. Такая форма пучка оказывается очень удобной для определения угла планирования снижающегося самолета и может с успехом использоваться для осуществления слепой посадки самолетов. Первые опыты в этом направлении, несмотря на то, что они проводились на довольно длинных волнах (от 40 до 100 *см*), дали хорошие результаты, подающие надежды на то, что при переходе к более коротким волнам (5 — 10 *см*) можно будет осуществить весьма точную систему слепой посадки, которая обеспечит точность приземления самолета, не выходящую из пределов окружности диаметром в 15 *м*.

В настоящее время исследование полых излучателей продолжается в направлении изучения различных форм рупоров, а также изучения совместного действия систем, состоящих из нескольких связанных рупоров [27]. Оказывается, что система из нескольких рупоров не только дает преимущество перед одним рупором в смысле достижения большей направленности при относительно меньших размерах рупоров, но и позволяет также свободно управлять излучаемым пучком путем простой регулировки фаз между связанными рупорами, что иногда на практике может оказаться весьма полезным.

Наряду с изучением полых излучателей и приемников, имеющих форму труб, рупоров и т. д., ведется исследование и таких излучающих систем, которые представляют собой просто полый резонатор, имеющий в своей оболочке небольшое отверстие [28,29]. Излучатели и приемники такого рода, в противоположность рупорам, могут работать только при строго определенных частотах, определяемых размерами резонатора. Мощность, излучаемая из отверстия, сильно зависит от его размеров. Обычно, чтобы не уменьшать слишком сильно добротность полого резонатора, отверстие в его оболочке делается небольшим (порядка нескольких десятых долей λ), вследствие чего излучаемая мощность тоже оказывается небольшой. Отверстие не обладает также резкой направленностью излучения. Для получения излучения в виде направленного пучка Ребером [28] была предложена комбинация из параболического рефлектора и полого резонатора, излучающее отверстие которого находится как раз в фокусе рефлектора. С другой стороны, Нейманом [29] были предложены

так называемые многодырчатые или дифракционные антенны, у которых желаемая диаграмма излучения получается в результате совместного действия нескольких отверстий, размеры и расположение которых подобраны определенным образом. Подобные излучатели и приемники, обладая некоторыми, может быть и весьма полезными для практики особенностями, все же в смысле простоты конструкции и легкости получения резко направленного действия безусловно уступают электромагнитным рупорам.

Излучение из отверстия может быть с успехом использовано в ряде других областей, таких, где большая направленность излучения не существенна, а излучаемая мощность может быть сделана значительной даже при небольших размерах отверстия благодаря тому, что оно расположено в том месте, где электромагнитное поле наиболее сконцентрировано. О таких концентрирующих электромагнитное поле системах будет речь ниже.

В. ПОЛЫЕ КАНАЛИЗИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ

В настоящее время можно сказать, что почти все явления, связанные с распространением электромагнитных волн в полых проводниках различных сечений, с математической стороны выяснены уже довольно подробно. Экспериментальная проверка теоретических выводов, хотя и не может еще считаться полной, также проведена уже в значительной степени, в особенности для простейших типов волн и простейших сечений труб.

Однако, большинство работ, проводившихся до последнего времени, имело объектом своего изучения только трубы с постоянным поперечным сечением и трубы совершенно прямолинейные, не имеющие изгибов или ответвлений. На практике же, при осуществлении, например, системы питания антенн с помощью полых фидеров или при передаче электромагнитной энергии по трубам на большие расстояния, как легко видеть, только в редких случаях можно ограничиться применением труб простейшего вида, т. е. прямолинейных и имеющих постоянное сечение, часто же может случиться так, что в канализирующей системе понадобится, например, соединить две трубы, имеющие различные сечения; в простейшем случае это может быть осуществлено при помощи отрезка конической, пирамидальной или клинообразной трубы, смотря по форме сечения соединяемых труб. Может оказаться также необходимым изменить направление, в котором передается электромагнитная энергия, или передавать ее одновременно в нескольких направлениях. Это может быть осуществлено при помощи отрезков изогнутых под тем или другим углом труб или труб, имеющих, например, форму тройника или какого-либо другого разветвления. Все это вызывает необходимость теоретического и экспериментального изучения свойств таких более сложных форм труб.

Указания на использование в экспериментальной практике труб конической формы имеются у Саусворта[30], который применял их для соединения круглых труб разного диаметра. У Барроу[31] сооб-

щается об использовании в некоторых случаях изогнутых под прямым углом труб, служащих для изменения направления передачи энергии; точно так же изогнутые трубы используются им в системах рупоров[27] для связи между отдельными рупорами. Однако, те явления, которые имеют место при распространении волн по трубам с переменным сечением или в разветвленных трубах, детально почти нигде еще не рассматривались. Изучение же этих явлений оказывается чрезвычайно интересным не только с точки зрения использования таких труб для разного рода соединений в канализирующих системах или для изменения направления передачи энергии, но также и с некоторых других сторон. Оказывается, что трубы с переменным сечением могут с успехом использоваться для концентрации электромагнитной энергии, осуществляемой путем помещения питающего устройства в широкой части трубы, а излучающего отверстия, играющего роль антенны, в узкой ее части, что несомненно представляет большой практический интерес. Разветвленные же трубы в некоторых

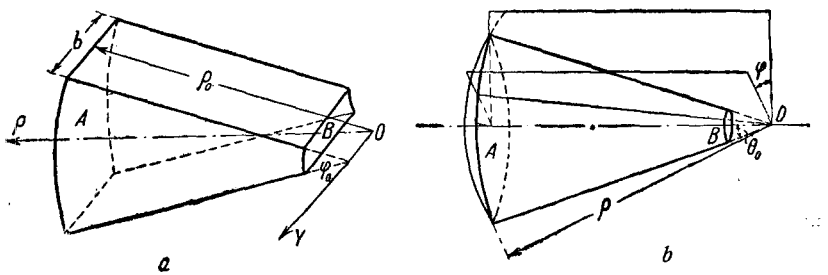

Рис. 8

случаях дают возможность трансформировать один тип волны в другой, что также интересно с точки зрения изыскания наилучших способов возбуждения волны желаемого типа.

Идея использования труб с переменным сечением в качестве передающих и одновременно концентрирующих электромагнитную энергию систем впервые была высказана Н. Н. Маловым[32,33]. Для получения количественных данных о возможной степени такой концентрации электромагнитного поля в зависимости от формы трубы, ее размеров и т. д. Н. Н. Маловым были детально рассмотрены две трубы, формы которых наиболее удобны для практического применения (рис. 8, *a*, *b*). Первая из них (рис. 8, *a*) имеет переменное прямоугольное сечение и по форме может быть названа клинообразной трубой; вторая (рис. 8, *b*) — имеет форму усеченного конуса. Для математического описания характера волн, возникающих в таких трубах, и для выяснения условий их возникновения выбираются системы координат, соответствующие формам труб: цилиндрическая для клинообразной трубы и сферическая для конической трубы.

Все дальнейшие расчеты проводятся в предположении, что трубы закрыты с обеих сторон отражающими стенками A и B, имеющими соответственно форму цилиндрических поверхностей для первой трубы и форму сферических поверхностей для второй. Излучающие

отверстия, находящиеся в стенках B обеих труб, предполагаются малыми, так что внутреннее электромагнитное поле можно приближенно представлять себе в виде стоячих волн того или другого типа.

Решение уравнений Максвелла для первой трубы, с учетом граничных условий на ее стенках, приводит к заключению, что в клинообразной трубе в качестве простейших типов волн возможны волны H_{10} и H_{01}. Первая из них (H_{10}) во многом напоминает такую же волну в трубе с постоянным прямоугольным сечением, а именно, она имеет синусоидальное распределение полей по координате y и однородное распределение по координате φ. Размеры трубы b по оси Y определяют критическую длину волны данного типа, которая, как и в обычной прямоугольной трубе, находится из соотношения $\lambda_{кр} = 2b$. Угол раствора трубы φ_0 на распределение полей влияния не оказывает.

Волна второго типа (H_{01}), рассмотренная Барроу и Чу [24], представляет собой как бы ту же картину распределения полей, но только повернутую на 90° по отношению к боковым стенкам трубы. Здесь мы имеем синусоидальное распределение поля по координате φ и однородное по координате y. Размеры трубы по оси Y могут быть произвольными, а величина угла раствора трубы φ_0, если она меняется в небольших пределах, влияет только на распределение поля вдоль радиуса ρ; таким образом, критической длины волны в данном случае не имеется.

В отличие от труб с постоянным поперечным сечением (где распределение магнитного и электрического полей вдоль оси трубы, при наличии в ней стоячих волн, всегда имеет гармонический характер) в трубе рассматриваемого типа распределение полей вдоль радиуса ρ подчиняется функциям Бесселя. Это значит, что длина волны в трубе не постоянна, а изменяется вместе с изменением размеров поперечного сечения и становится наиболее длинной в самой узкой части трубы. Вместе с этим меняется и плотность электромагнитного поля, которая в узкой части трубы может оказаться в несколько раз большей, чем в широкой ее части. Сравнивая напряженность поля, получающуюся вблизи излучающего отверстия в узкой части трубы, с тем полем, которое получилось бы в этом же месте в обычной трубе с постоянным сечением, имеющей те же размеры и работающей в тех же условиях, что и рассматриваемая клинообразная труба, можно определить величину получающегося усиления поля. При некотором заданном растворе трубы φ_0 величина усиления поля оказывается зависящей от числа n, означающего количество пучностей (или узлов) в стоячих волнах, образующихся в трубе между отражающими стенками A и B. При увеличении n, что может достигаться либо удлинением трубы, либо применением по возможности коротких волн, растет и величина усиления поля. Простые расчеты показывают, что уже при сравнительно небольшой длине клинообразной трубы (n — порядка 20 — 30) возможно пяти- или шестикратное усиление напряженности поля, которое при желании может быть сделано значительно бо́льшим.

Предварительные опыты подтвердили возможность концентрации энергии с помощью клинообразной трубы.

Рассмотрение конической трубы приводит к почти аналогичным результатам как в отношении величины получаемого усиления поля, так и в отношении зависимости усиления от параметров трубы и длины используемой волны. Однако, существенное отличие конических труб от клинообразных состоит в том, что возбуждение в них волн как типа H, так и типа E, обладающих круговой симметрией (т. е. имеющих однородное распределение полей по координате φ), оказывается возможным не при любых углах раствора трубы, а только при некоторых, вполне определенных. Эти «критические» углы получаются различными для E и H волн, благодаря чему конические трубы с определенными углами раствора, помимо использования их в качестве концентрирующих систем, повидимому, смогут также найти применение в канализирующих системах для фильтрации волн.

Таким образом, уже первые шаги, предпринятые в изучении труб с переменным сечением, обнаруживают много чрезвычайно важных явлений, интересных как с физической стороны, так и со стороны практического их использования.

Изучение труб, имеющих изгибы или ответвления, по всей вероятности также обнаружит большое количество новых фактов, но в настоящее время данных, относящихся к трубам такого рода, имеется пока еще очень мало.

Бриллюэн [34] качественно рассматривал вопрос о влиянии небольших изгибов круглой трубы на устойчивость распространяющихся в ней волн типа H_0. Волны H_0 привлекают внимание благодаря своему малому затуханию, и поэтому исследование их устойчивости по отношению к небольшим нерегулярностям в прямолинейности трубы представляет большой практический интерес. Бриллюэном было показано, что на каждом изгибе круглой трубы волны H_0 будут порождать распространяющиеся с той же скоростью волны E_1, которые обладают значительно бо́льшим затуханием, и будут постепенно уменьшать эффективность волн H_0.

Для устранения этого нежелательного явления предлагается использовать трубы с эллиптическим сечением, в которых эти два типа волн могут быть легко отделены друг от друга.

В работе Бухгольца [35] подробно рассматривается вопрос о том, какое влияние оказывает изгиб прямоугольной трубы на распространяющиеся в ней волны типа H или E. Радиус кривизны изгиба при этом считается весьма большим по сравнению с поперечными размерами трубы, так что изогнутая труба мало отличается от прямолинейной. Явления отражения волн, могущие иметь место на изгибе, во внимание не принимаются. Вывод получается аналогичный тому, на который указывал ранее Бриллюэн, т. е. что после прохождения изогнутой части трубы волна какого-либо определенного типа E или H превращается в волну смешанного типа.

Все эти данные наводят на мысль, что явления частичного преобразования волн из одного типа в другой, предсказываемые теорией изогнутых труб, должны возрастать при увеличении угла изгиба

трубы и что они будут проявляться наиболее отчетливо в трубе, изогнутой под прямым углом, или в трубе, имеющей перпендикулярное к ней ответвление.

Автором настоящей статьи [36] было предпринято экспериментальное изучение явлений трансформации волн из одного типа в другой, происходящих в трубах с перпендикулярными ответвлениями. Опыты подтвердили высказанное выше предположение и доказали, что при известных условиях такое преобразование может быть осуществлено почти в чистом виде для целого ряда волн.

Так, например, возбуждая стоячую волну типа E_0 в круглой трубе A (рис. 9), имеющей ответвление B, расположенное как раз в том месте трубы, где находится пучность аксиального электрического поля волны E_0, можно в ответвлении получить волну H_1, поляризованную перпендикулярно плоскости, проходящей через оси обеих труб. Труба B при этом должна быть выбрана такого диаметра, чтобы длина волны H_1 в ней была равна удвоенному диаметру трубы A. Присоединив питающее устройство к ответвлению B и возбуждая в нем волну H_1, поляризованную перпендикулярно плоскости, параллельной оси трубы A, можно осуществить обратное преобразование, т. е. получить из волны H_1 в ответвлении, волну E_0 в основной трубе A.

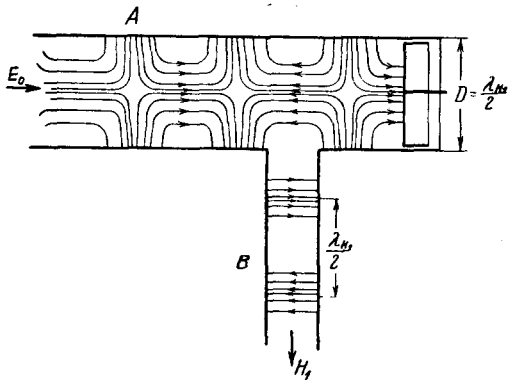

Рис. 9

Аналогичным способом может быть осуществлен и ряд других преобразований, из которых практически наибольший интерес представляет преобразование волн из типа H_1 в H_0. Дело в том, что волны типа H_1 или E_0 могут возбуждаться сравнительно легко и при помощи довольно простых приспособлений. Для этого просто внутрь трубы вводится возбуждающий жезл, располагаемый либо вдоль оси трубы (для волн E_0), либо по ее диаметру (для волн H_1), волны же H_0, которые практически представляются наиболее интересными, такими простыми средствами возбудить не удается. Естественно поэтому напрашивается мысль возбуждать сначала волны типа E_0 или H_1, а затем преобразовывать их в волны H_0. Преобразователь волн типа $E_0 \rightarrow H_0$ был сконструирован Клавье и Альтовским [37], которые с успехом пользовались им для получения H_0-волн во всех своих опытах с этими волнами.

Используя описанные выше явления преобразования волн в разветвленной трубе, автору удалось построить аналогичный преобразователь, но типа $H_1 \rightarrow H_0$. Конструкция его приведена на рис. 10. В поперечном сечении трубы A, проходящем через ось боковой

трубы, помещается кольцеобразный проводник C, радиус которого выбран таким, чтобы проводник располагался по окружности, соответствующей максимуму электрического поля волны H_0 ($r = 0{,}48R$). Волна H_1, возбуждаемая в боковой трубе B, должна быть поляризована в плоскости, параллельной к оси главной трубы A. Попадая на кольцеобразный проводник, она возбуждает в нем круговые токи, которые служат источником волн H_0 в трубе A. Для погашения могущих возникать при этом волн типа E на некотором определенном расстоянии от кольцеобразного проводника располагается объемный фильтр V (аналогичный таковому у Клавье и Альтовского),

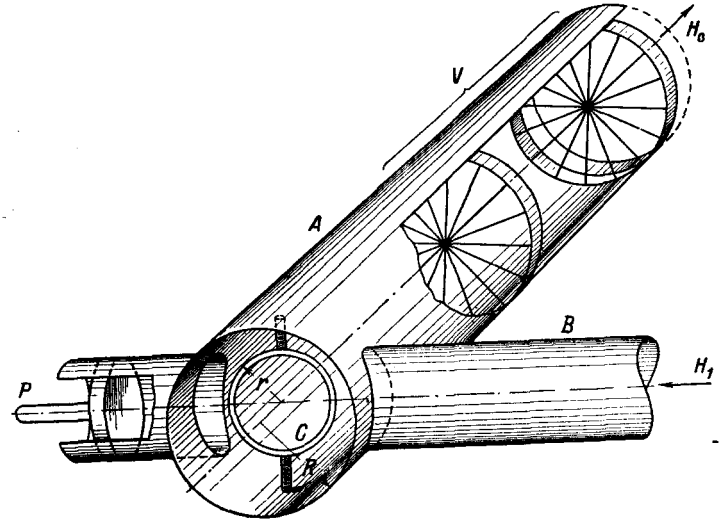

Рис. 10

который задерживает волны E_0, но свободно пропускает H_0. Поршень P служит для подстройки системы; такой же подстроечный поршень находится и в начале трубы A (на рисунке не изображен).

Испытания такого преобразователя показали, что при выбранных надлежащим образом размерах труб и подходящей частоте генератора он может служить вполне удовлетворительным источником для получения волн типа H_0.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Малов, Успехи физич. наук, **23**, 403, 1940.
2. G. Mie, Ann. Physik, **25**, 377, 1908.
3. Debye, Ann. Physik, **30**, 57, 1909.
4. Wolfsohn, Handb. d. Physik, **20**, 291, 307.
5. Hansen and Backerley, Proc. I. R. E., **24**, 1594, 1936.
6. Hansen, J. Appl. Physics, **9**, 654, 1938.
7. Borgnis, Ann. Physik, **35** (5), 359, 1939.
8. Бунимович, Журнал технич. физики, **9**, 984, 1939.
9. Нейман, Изв. эл.-пром. сл. тока, № 9—11, 1939.
10. Barrow, Rev. Sci. Instr., **9**, 170, 1938.

11. Goodman, QST dev. to amat. Radio, **24**, 33, 1940.
12. Е. М. Студенков, Успехи физич. наук, **23**, 417, 1940.
13. Коваленко, Изв. Акад. наук СССР, **4**, 449, 1940.
14. В. И. Калинин, Изв. Акад. наук СССР, **4**, 532, 1940.
15. Кацман, Изв. Акад. наук СССР, **4**, 506, 1940.
16. Hansen and Richtmyer, J. Appl. Physics, **10**, 189, 1939.
17. Hansen, J. Appl. Physics, **10**, 38, 1939.
18. Barrow and Mieher, Proc. I. R. E., **28**, 184, 1940.
19. Патрушев, Изв. Акад. наук СССР, **4**, 571, 1940.
20. Lammont, Phil. Mag., **30**, 1, 1940.
21. Barrow, Proc. I. R. E., **24**, 1298, 1936.
22. Barrow and Greene, Proc. I. R. E., **26**, 1498, 1938.
23. Barrow and Lewis, Proc. I. R. E., **27**, 41, 1939.
24. Barrow and Chu, Proc. I. R. E., **27**, 51, 1939.
25. Sauthworth and King, Proc. I. R. E., **27**, 95, 1939.
26. Electronics, № 11, 12, 1939.
27. Barrow and Schulman, Proc. I. R. E., **28**, 130, 1940.
28. Reber, Communications, № 12, 5, 1938.
29. Нейман, Изв. эл.-пром. сл. тока, № 6, 1, 1940.
30. Sauthworth, Bell. Syst. Techn. Journ., **15**, 284, 1936.
31. Chu and Barrow, Proc. I. R. E., **26**, 1520, 1938.
32. Н. Н. Малов, Электросвязь (в печати).
33. Н. Н. Малов, ЖЭТФ (в печати).
34. Brillouin, Electr. Communic., **16**, 350, 1938.
35. Buchholz, Elektr. Nachr. Techn., **16**, 73, 1939.
36. Е. М. Студенков, Диссертация, М., 1941.
37. Clavier and Altovsky, Electr. Communic., **18**, 81, 1939.