Это поперечно-магн. поле типа ТМ относительно радиального и аксиального направлений (в случае магн. диполя возникает поперечно-электрич. поле типа ТЕ). Вблизи источника, в квазистационарной зоне, $kr=r/\bar{\lambda}\ll 1$, помимо компонент поля, уносящих энергию и, следовательно, убывающих с расстоянием как r^{-1}, присутствуют ещё и т. н. поля индукции, убывающие пропорционально r^{-2} и r^{-3}. Это реактивные поля, в них $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ сдвинуты по фазе на $\pi/2$ (как в стоячих волнах), поэтому плотность потока мощности в них (*Пойнтинга вектор* $\boldsymbol{\Pi}=(c/4\pi)[\boldsymbol{EH}]$) осциллирует с удвоенной частотой и в ср. за период $2\pi/\omega=T$ точно равна нулю. Однако без этой части поля невозможно вблизи элементарных источников сформировать бегущие составляющие поля, уносящие энергию. На рис. 5 приведена картина последовательного «отпочкования» полей, построенная в соответствии с ф-лами (1). В первой четверти периода ($0\leqslant t\leqslant T/4$) формируется квазиэлектростатич. поле E_θ, изменение к-рого во времени создаёт азимутальное магн. поле H_φ, ортогональное E_θ; при $t=T/2$ квазистатич. поле E исчезает, но от него отрываются замкнутые сами на себя (и уже чисто вихревые), взаимно «сцепленные» линии E_θ и H_φ, образующие автономную тороидальную ячейку сферически расходящейся волны. Это происходит примерно на расстояниях $r\sim\bar{\lambda}$ от диполя, т. е. на такой сфере, по экватору к-рой укладывается целая длина волны в окружающей диполь среде. Это общее свойство любого излучателя, характеризуемого произвольным числом вариаций поля по углу ($\cos n\theta$); отрыв поля излучения происходит с поверхности, наз. *каустикой*, вдоль к-рой укладывается целое число волн, $r=n\bar{\lambda}$; при этом фазовая скорость «вращения» такого возмущения по поверхности сравнивается со скоростью света в окружающей среде.

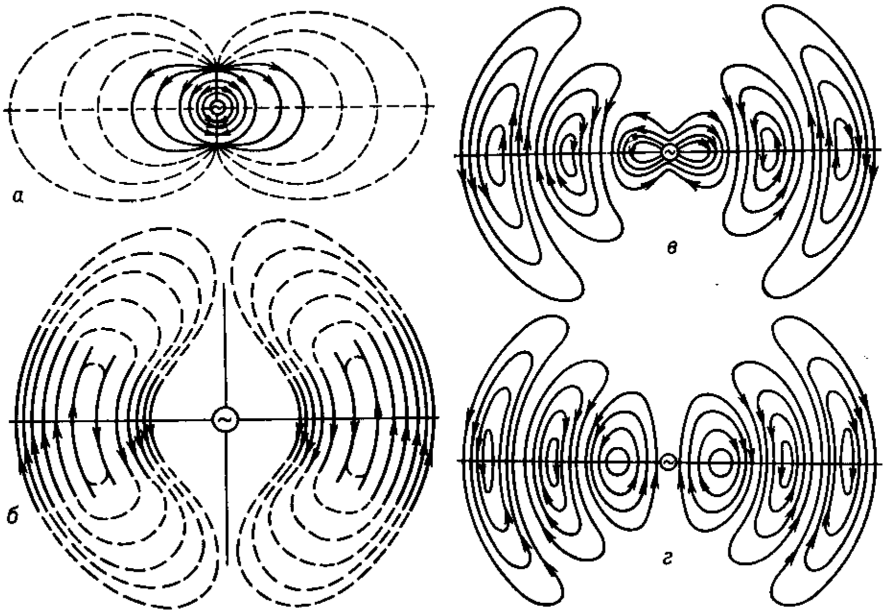

Рис. 5. Электрические силовые линии: *а* — около электрического диполя (при условии постоянства заряда); *б* — *г* — отделившиеся от диполя: *б* — через $^1/_2$ периода колебаний ($^1/_2$) T после подсоединения генератора (заряд на диполе отсутствует); *в* — через ($^3/_2$) T (масштаб изменён); *г* — через ($^7/_4$) T (масштаб изменён).

Реальный вибратор (а также рамка с током) имеют разрывы (рис. 6), куда подключаются идущие от генератора фидерные (обычно двухпроводные) линии передачи. Следовательно, поступление энергии происходит через место такого разрыва, где $\boldsymbol{\Pi}\neq 0$, тогда как всюду на проводящих поверхностях А. (в отсутствие омических потерь) $\Pi_n=0$ ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности).

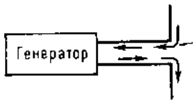

Рис. 6.

Однако при отыскании внеш. поля разрыв можно заменить металлич. поверхностью и пустить по ней поверхностный магн. ток $\boldsymbol{j}^m_{\text{пов}}=-(c/4\pi)[\boldsymbol{nE}_{\text{стор}}]$, где $\boldsymbol{E}_{\text{стор}}$ — заданное стороннее поле на разрыве до замены. Этот ток будет играть роль источника, возбуждающего поле во внешнем по отношению к сплошному металлич. телу пространстве, поэтому создаваемое им поле должно всюду (кроме области, близко примыкающей к месту разрыва) совпадать с полем электрич. тока, фактически текущего по металлу. Отыскание распределения этого тока составляет один из аспектов теории металлич. А. В случае короткого ($l\ll\bar{\lambda}$) вибратора ток по нему распределён приближённо однородно, что позволяет выразить полную мощность излучения через амплитуду I:

$$P_{\text{и}}=\sqrt{\varepsilon\mu}\,(kl)^2I^2/3c.$$

По отношению к фидерной линии эта мощность как бы поглощается в нек-ром нагрузочном сопротивлении $R^e_{\text{п}}$, наз. *сопротивлением излучения*, т. е. $P_{\text{и}}=R^e_{\text{и}}I^2/2$, откуда

$$R^e_{\text{и}}=2\sqrt{\varepsilon\mu}\,(kl)^2/3c. \qquad (2)$$

В тех же упрощающих предположениях сопротивление излучения малой рамочной А. ($\sigma\ll\lambda^2$) равно $R^m_{\text{и}}=2(k^2\sigma)^2\sqrt{\varepsilon\mu}/3c$. Эти ф-лы теряют силу при $l>\lambda/2$, когда становятся заметными эффекты запаздывания эл.-магн. возмущений, распространяющихся вдоль проводов.

Элементы теории антенн. Прямая задача теории А. в общем случае состоит в определении поля излучения по заданной эдс, приложенной на «входе» А. При этом «вход» или входную поверхность, через к-рую поступает энергия от генератора, стремятся выбрать там, где поле можно достаточно уверенно считать заданным (сторонним), определяемым только параметрами источника. Поле вдали от А., как правило, нельзя найти без отыскания всего поля, т. е. без решения ур-ний Максвелла с соответствующими граничными условиями (в нестационарных задачах ещё и с нач. условиями) на границах раздела сред с разными ε, μ (или в общем случае для неоднородных ε, μ). Такие краевые задачи чрезвычайно сложны, поэтому теория развивается в двух направлениях: 1) строгое решение (или решение со строго контролируемой точностью) упрощённых модельных задач; 2) приближённое исследование реальных (или близких к реальным) устройств. К первым можно отнести решения для малых по сравнению с длиной волны тел (идеально проводящих или диэлектрических) простейшей формы (шар, цилиндр, эллипсоид). При произвольных размерах строгое решение, напр. для идеально проводящего шара или цилиндра, получается в разделяющихся переменных, но для сфероида это уже невозможно. Однако если сфероид сильно вытянут (что адекватно тонкому симметричному вибратору), удаётся построить схему решения методом логарифмически малого параметра и т. п. Важную роль играют строгие решения, полученные для полубесконечных металлич. систем (метод факторизации) и применённые к отысканию поля излучения открытых концов волноводов. Решена скалярная задача о поле точечного источника в фокусе бесконечного идеального параболич. отража-