ГЛАВА XI

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

## § 49. Ток смещения. Взаимосвязь электрического и магнитного полей

В главе IX при рассмотрении явления электромагнитной индукции было показано, что движущееся или изменяющееся со временем магнитное поле **B** порождает электрическое поле **E**. Теперь нам предстоит установить такую же связь между переменным во времени полем **E** и порождаемым этим полем магнитным полем **B**. На наличие подобной связи указывает рассмотренное нами в § 39 поле движущегося заряда. В этом и пятидесятом параграфах, как и в § 39, мы будем пользоваться гауссовой системой единиц.

Электрический заряд $e$, движущийся со скоростью $\mathbf{v}$, создает в точке $M$ на расстоянии $\mathbf{r}$ электрическое поле

$$\mathbf{E}=\frac{e\mathbf{r}}{r^3} \tag{49.1}$$

и магнитное поле (см. (39.7))

$$\mathbf{H}=\frac{e}{c}\left[\mathbf{v}\times\frac{\mathbf{r}}{r^3}\right]=\frac{1}{c}\left[\mathbf{v}\times\frac{e\mathbf{r}}{r^3}\right]. \tag{49.2}$$

В последнем выражении величина в скобках справа есть не что иное, как поле **E** точечного заряда $e$ (49.1). Это позволяет переписать (49.2) в виде

$$\mathbf{H}=\frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{E}]. \tag{49.3}$$

При движении заряда $e$ связанное с ним электрическое поле **E** перемещается вместе с зарядом с той же скоростью

$$\mathbf{v}_{\mathbf{E}}=\mathbf{v}. \tag{49.4}$$

Отвлекаясь от «источника поля» $e$ и рассматривая лишь поле в данной точке пространства $M$, мы на основании (49.3) приходим

к заключению, справедливому и в общем случае (а не только для поля, связанного с точечным зарядом $e$):

*если в данной точке пространства имеется электрическое поле* **E**, *перемещающееся со скоростью* $\mathbf{v}_E$, *то оно порождает в той же точке магнитное поле* **H**, *равное*

$$\mathbf{H}=\frac{1}{c}[\mathbf{v}_E \times \mathbf{E}]. \qquad (49.5)$$

Выражение (49.5) не является самым общим. Изменение **E** со временем может состоять не только в перемещении **E** в пространстве, но, например, и в изменении со временем величины **E** в неподвижном поле.

Для установления общей связи между изменяющимся электрическим полем и порождаемым этим изменением магнитным полем проще всего рассмотреть случай однородного электрического поля между пластинами конденсатора, изменяющегося со временем при разрядке конденсатора. Пусть площадь пластин равна $S$. Заряды пластин равны $\pm q$ и поверхностная плотность электрич ства на левой (положительной) пластине

$$\sigma=\frac{q}{S}. \qquad (49.6)$$

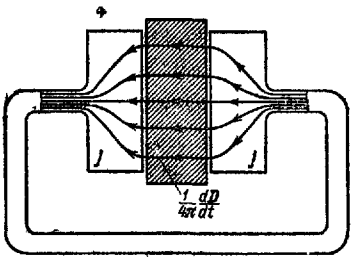

Рис 3.94

Пространство между пластинами заполнено диэлектриком. Электрическое поле внутри конденсатора однородно, и вектор электрической индукции **D** равен

$$D=4\pi\sigma. \qquad (49.7)$$

Соединим обкладки конденсатора внешним проводником, как это показано на рис. 3.94. Тогда по проводнику пойдет ток $i$, и величина зарядов на пластинах начнет уменьшаться. По определению тока (14.1) имеем

$$i=\frac{dq}{dt}. \qquad (49.8)$$

Так как ток идет против часовой стрелки, то мы должны считать его величину отрицательной. Это в соотношении (49.8) учитывается автоматически: так как при разряде конденсатора заряд его положительной (левой) пластины убывает, то $\frac{dq}{dt}<0$.

У границ пластин линии тока перпендикулярны к поверхности и плотность тока равна

$$j=\frac{i}{S}=\frac{1}{S}\frac{dq}{dt}=\frac{d}{dt}\left(\frac{q}{S}\right)=\frac{d\sigma}{dt}. \qquad (49.9)$$

Сопоставляя (49.9) с (49.7), можно написать

$$j=\frac{1}{4\pi}\frac{dD}{dt}. \tag{49.10}$$

Вектор **j** направлен перпендикулярно к пластинам. Поскольку при разряде конденсатора электрическое поле в нем ослабевает, то вектор **D** убывает со временем, и его производная по времени $d\mathbf{D}/dt$ направлена противоположно вектору **D** и параллельна **j**. Соотношение (49.10) на границе проводник—диэлектрик можно тогда записать в векторном виде

$$\mathbf{j}=\frac{1}{4\pi}\frac{d\mathbf{D}}{dt}. \tag{49.11}$$

Левая часть этого равенства характеризует электрический ток в проводнике—ток проводимости. Правая же часть показывает скорость изменения электрического поля в диэлектрике. Равенство (49.11) этих двух векторов на границе металл—диэлектрик показывает, что величина $\frac{1}{4\pi}\frac{d\mathbf{D}}{dt}$ как бы продолжает линии тока через диэлектрик и замыкает их. По предложению Максвелла эту величину принято называть плотностью тока смещения

$$\mathbf{j}_{\text{смещ}}=\frac{1}{4\pi}\frac{d\mathbf{D}}{dt}. \tag{49.12}$$

Указанное название не лишено физического смысла. Подставляя в (49.12) вместо вектора **D** его значение из (11.5), получаем:

$$\mathbf{j}_{\text{смещ}}=\frac{1}{4\pi}\frac{d}{dt}(\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P})=\frac{1}{4\pi}\frac{d\mathbf{E}}{dt}+\frac{d\mathbf{P}}{dt}. \tag{49.13}$$

Второе слагаемое (49.13) объясняет происхождение термина «ток смещения»: это—изменение поляризации диэлектрика со временем, связанное со смещениями его зарядов при изменении поля **E**.

Если поместить диэлектрик в переменное электрическое поле высокой частоты, то составляющие диэлектрик электрические диполи, поворачиваясь за меняющимся полем, при своем движении сталкиваются с соседними атомами и молекулами и передают им свою энергию—диэлектрик разогревается. В технике этим пользуются, если хотят прогреть диэлектрик сразу по всей его толще.

Поскольку величина $d\mathbf{P}/dt$ представляет скорость смещения реальных зарядов в диэлектрике, то ей соответствует возникающее в окружающем пространстве магнитное поле, которое рассчитывает по закону Био—Савара—Лапласа как поле, порождаемое плотностью тока проводимости $\mathbf{j}_{\text{пров}}$

Однако величина $d\mathbf{P}/dt$ есть лишь часть полного тока смещения (49.13), замыкающего переменный ток $i$ в контуре. Более того, в отсутствие диэлектрика, когда между пластинами конденсатора

находится вакуум, $\mathbf{P}=0$ и $d\mathbf{P}/dt=0$. Следовательно, в вакууме плотность тока смещения равна

$$\mathbf{j}_{\text{смещ. вак}}=\frac{1}{4\pi}\frac{d\mathbf{E}}{dt}. \qquad (49.14)$$

Максвелл предположил, что этот ток смещения не есть чисто формальное понятие, а что он создает вокруг себя магнитное поле по тем же законам, как токи $d\mathbf{P}/dt$ и $\mathbf{j}_{\text{пров.}}$ Многочисленные опыты подтвердили это предположение. Действительно, любое переменное электрическое поле порождает магнитное поле, которое может быть рассчитано из (49.12) по закону Био — Савара — Лапласа.

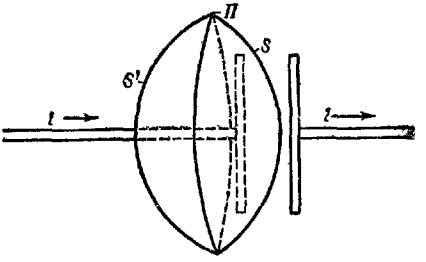

Рис. 3.95.

Из рассмотренного примера вытекает одно очень важное следствие: конденсатор в цепи переменного тока не разрывает цепь; переменный ток, идущий по проводам, проходит через конденсатор в виде тока смещения, т. е. изменения электрического поля конденсатора. Другими словами, конденсатор в цепи переменного тока не прерывает его, так как на пластинах конденсатора меняются заряды, а вместе с ними меняется и электрическое поле в конденсаторе.

Рассмотрим теперь общий случай неоднородного переменного электрического поля. Выделим в той области пространства, где нет движущихся свободных зарядов, произвольный замкнутый контур П. Для нахождения полного тока смещения, пронизывающего этот контур, мы должны построить какую-либо поверхность $S'$ или $S$, опирающуюся на контур П (рис. 3.95), и просуммировать токи, текущие через отдельные элементарные площадки (через $S'$ — токи проводимости, через $S$ — токи смещения):

$$i_{\text{смещ}}=\int\limits_{(S)} j_{\text{смещ}}\,dS=\int\limits_{(S)}\frac{1}{4\pi}\frac{dD_n}{dt}\,dS=\frac{1}{4\pi}\frac{d}{dt}\int\limits_{(S)} D_n dS. \qquad (49.15)$$

Интеграл

$$N=\int\limits_{(S)} D_n dS \qquad (49.16)$$

представляет собой поток вектора $\mathbf{D}$ через поверхность $S$ и контур П. Следовательно,

$$i_{\text{смещ}}=\frac{1}{4\pi}\frac{dN}{dt}. \qquad (49.17)$$

Для нахождения магнитного поля **H**, создаваемого этим током смещения, воспользуемся теоремой о циркуляции (33.11). Результат этот не зависит от выбора между $S'$ и $S$, т. е. учета токов проводимости или смещения:

$$\oint H_l dl = \frac{4\pi}{c} i = \frac{1}{c}\frac{dN}{dt} = \frac{1}{c}\frac{d}{dt}\int D_n dS. \qquad (49.18)$$

Это соотношение аналогично закону электромагнитной индукции (41.11), который может быть записан в виде

$$\oint E_l dl = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\int B_n dS. \qquad (49.19)$$

Соотношение (49.19) утверждает, что при изменении вектора магнитной индукции **B** и потока этого вектора $\Phi$ со временем вокруг вектора $d\mathbf{B}/dt$ возникает вихревое электрическое поле **E**, линии которого направлены по левому винту, как показано на рис. 3.96, *а*. *Переменное магнитное поле порождает электрическое поле.*

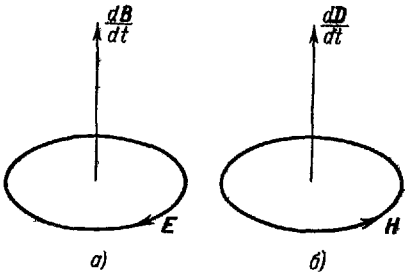

Рис. 3 96

Соотношение (49.18) утверждает, что аналогичным образом при изменении вектора электростатической индукции **D** и потока этого вектора $N$ со временем вокруг вектора $d\mathbf{D}/dt$ возникает вихревое магнитное поле, линии которого направлены по правому винту, как показано на рис. 3.96, *б*. *Переменное электрическое поле порождает магнитное поле.*

В силу этого переменные электромагнитные поля могут, взаимно порождаясь, существовать независимо от зарядов и токов. Такими полями, порожденными зарядами и токами, но распространяющимися затем в пространстве независимо от этих последних, являются радиоволны, свет, рентгеновы лучи, гамма-излучение атомных ядер.

В следующем параграфе мы рассмотрим законы распространения таких свободных электромагнитных полей в вакууме, в отсутствие зарядов и токов, и покажем, что скорость их распространения равна входящей в формулы (49.18) и (49.19) постоянной $c$ — скорости света в вакууме.