

Тогда можно записать следующее соотношение:

$$\dot{\mathbf{H}}_n^* [1_n [1_n \dot{\mathbf{H}}]] = -\dot{\mathbf{H}}_t \dot{\mathbf{H}}_t^* = -|\dot{\mathbf{H}}_t|^2. \quad (9.78)$$

Подставляя его в формулу (9.77), получаем

$$\dot{\mathbf{P}}_{дн}^n = 1_n \frac{1}{2} \operatorname{Re} (Z_m |\dot{\mathbf{H}}_t|^2).$$

Используя выражение для волнового сопротивления металла (9.69) и взяв действительную часть, находим окончательное соотношение для вектора Пойнтинга в реальном металле:

$$\dot{\mathbf{P}}_{дн}^n = 1_n \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_{a2} \omega}{2\gamma_{a2}}} |\dot{\mathbf{H}}_t|^2. \quad (9.79)$$

Мощность, теряемую в реальном металле площадью S_1 , на которую падает электромагнитная волна, определяют путем интегрирования вектора Пойнтинга по этой поверхности:

$$P_{\text{пот}} = \int_{S_1} \dot{\mathbf{P}}_{дн}^n dS, \\ P_{\text{пот}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_{a2} \omega}{2\gamma_{a2}}} \int_{S_1} |\dot{\mathbf{H}}_t|^2 dS. \quad (9.80)$$

Для расчета мощности, теряемой в реальном металле, необходимо знать параметры металла, частоту колебаний и значение тангенциальной составляющей магнитного поля у границы раздела с реальным металлом.

ГЛАВА 10

КАРТИНЫ ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ У ИДЕАЛЬНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИ ПАДЕНИИ НА НЕЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ. ДУХПЛОСКОСТНОЙ ВОЛНОВОД

§ 10.1. Постановка вопроса

Для локализации электромагнитного поля и направления его в желаемую сторону часто используют металлические плоскости различных конфигураций. Рассмотрим картины поля, возникающие у идеальной металлической плоскости при падении на нее плоской волны. Анализ этого простейшего случая облегчит понимание более сложных процессов, происходящих в реальных системах, предназначенных для канализаций электромагнитного поля. Покажем, что между двумя металлическими плоскостями возможно распространение электромагнитной энергии и определим условия, при которых оно происходит. Поскольку вектор \mathbf{E} может быть ориентирован

различно по отношению к плоскости падения, рассмотрим два крайних случая:

- 1) вектор \mathbf{E} лежит в плоскости падения;
- 2) вектор \mathbf{E} перпендикулярен плоскости падения.

Очевидно, любое иное положение вектора \mathbf{E} можно представить суперпозицией этих крайних случаев.

§ 10.2. Случай первый. Вектор \mathbf{E} лежит в плоскости падения. Волны электрического типа

Зададимся направлением вектора Пойнтинга падающей волны $\mathbf{\Pi}$. Тогда фронт падающей волны, под которым подразумевается плоскость одинаковой фазы, будет нормален к вектору $\mathbf{\Pi}$. Обозначим следы плоскостей одной фазы сплошными линиями (рис. 10.1).

Условимся, что каждая сплошная линия сдвинута по отношению к соседней на расстояние, равное половине длины волны. В пределах каждой такой линии вектор \mathbf{E} неизменен по величине и направлению. В соседних линиях вектор \mathbf{E} одинаков по величине и обратен по направлению. Задавшись направлением вектора \mathbf{E} в какой-либо линии фронта и зная направление вектора $\mathbf{\Pi}$, можно однозначно определить ориентацию вектора \mathbf{H} . Падающая волна, достигнув металлической плоскости, вызывает отраженную волну, фронт которой распространяется в направлении вектора Пойнтинга отраженной волны $\mathbf{\Pi}_0$. При определении направления векторов \mathbf{E}_0 в фронтах отраженной волны следует исходить из граничных условий у идеальной металлической поверхности, в силу которых суммарная тангенциальная составляющая поля \mathbf{E} у поверхности должна быть равна нулю. Направление вектора \mathbf{H}_0 определяется направлением вектора \mathbf{E}_0 и ориентацией вектора Пойнтинга отраженной волны $\mathbf{\Pi}_0$.

На рис. 10.2 на сетке фронтов падающей и отраженной волн показано направление суммарных векторов $\mathbf{E}_\Sigma = \mathbf{E} + \mathbf{E}_0$ в точках пересечения фронтов. Линии вектора \mathbf{E}_Σ образуют характерные замкнутые петли. На рис. 10.3 на сетке фронтов падающей и

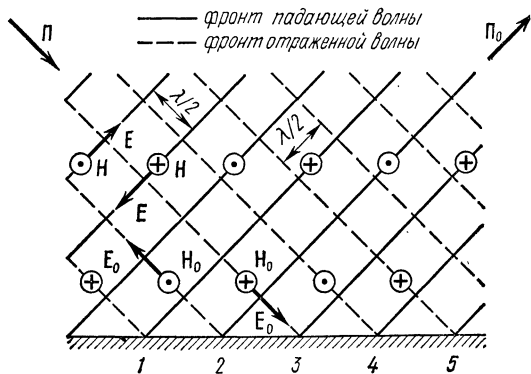


Рис. 10.1

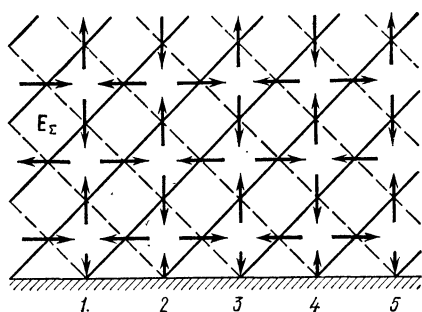


Рис. 10.2

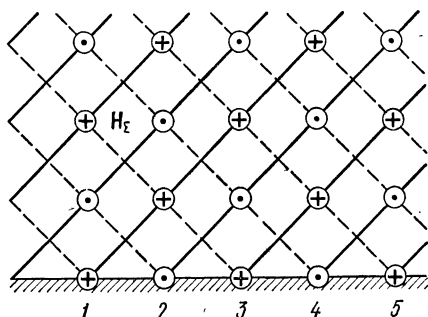


Рис. 10.3

отраженной волн показано направление суммарных векторов \mathbf{H}_Σ , ориентированных нормально к плоскости рисунка.

На рис. 10.4 дана общая картина распределения в полупространстве силовых линий электрического и магнитного полей, построенная по рис. 10.2 и 10.3. Изображенные картины соответствуют фиксированному моменту времени. Они движутся вдоль металлической плоскости слева направо. Определим масштаб полученных картин и скорость их движения.

На рис. 10.5 показано отдельно пересечение двух фронтов падающей волны с двумя фронтами отраженной волны. Из рисунка следует, что

$$a = \frac{\lambda}{2 \cos \varphi}, \quad b = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}. \quad (10.1)$$

Таким образом, масштаб картин определяется длиной волны и углом падения плоской волны на металлическую плоскость.

На рис. 10.6 показан фронт падающей волны, соответствующий фиксированному моменту времени $t = t_1$. Параллельная линия соответствует положению этого фронта через время dt .

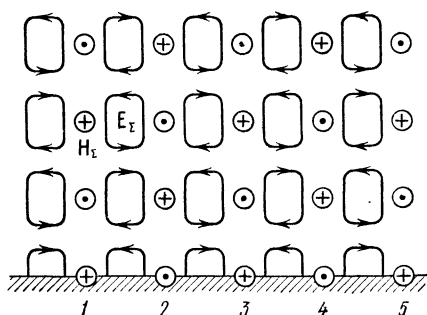


Рис. 10.4

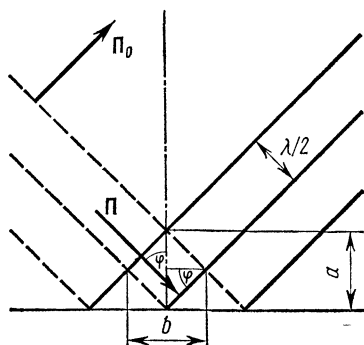


Рис. 10.5

Из рис. 10.6 следует, что

$$ac = \frac{bc}{\sin \varphi} = \frac{c dt}{\sin \varphi}, \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_a \epsilon_a}}.$$

Отношение

$$\frac{ac}{dt} = v_\Phi = \frac{c}{\sin \varphi} \geq c.$$

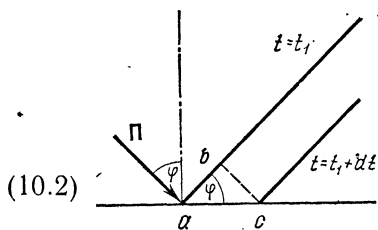


Рис. 10.6

Таким образом, скорость распространения точек одинаковой фазы вдоль границы раздела может быть больше скорости света в среде. При этом нет противоречия с положением Эйнштейна в силу того, что фазовая скорость не представляет собой скорости переноса электромагнитного поля. Примером фазовой скорости может служить движение морской волны к берегу и щепки, находящейся в воде. Щепка перемещается со скоростью движения материальных частиц воды к берегу, которая значительно меньше скорости перемещения гребней волн в результате поперечных колебаний воды, т. е. попеременного подъема и опускания двух соседних участков воды. Это попеременное опускание и подъем создает впечатление быстрого движения волн к берегу со скоростью, которую можно считать фазовой.

Из рис. 10.4 видно, что поле, перемещающееся вдоль границы раздела, обладает только поперечными по отношению к направлению перемещения составляющими магнитного поля \mathbf{H} . Электрическое поле \mathbf{E} помимо поперечной обладает продольной составляющей, совпадающей по направлению с вектором фазовой скорости.

Подобную волну называют волной электрического типа и обозначают E . Таким образом, волной типа E называют такую, у которой существует продольная составляющая вектора напряженности электрического поля и нет продольной составляющей вектора напряженности магнитного поля.

§ 10.3. Случай второй. Вектор \mathbf{E} перпендикулярен плоскости падения. Волны магнитного типа

Ход рассуждений при рассмотрении второго случая аналогичен первому случаю. Рис. 10.7—10.10 соответствуют рис. 10.1—10.4. Отличие заключается в том, что замкнутые петли линий \mathbf{E} во втором случае заменяются замкнутыми петлями линий \mathbf{H} .

Масштабы картин поля и выражения для фазовой скорости также аналогичны. В первом случае образуется волна типа E , во втором случае поле \mathbf{E} не имеет продольных составляющих, совпадающих по направлению с вектором фазовой скорости, и расположено в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

Продольной составляющей обладает поле \mathbf{H} . Такую волну называют волной магнитного типа и обозначают H . Проведенный анализ показывает допустимость ограничения распространения

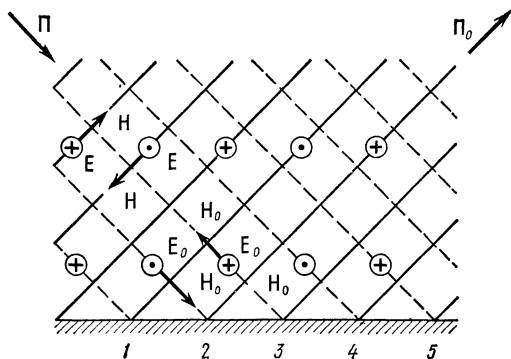


Рис. 10.7

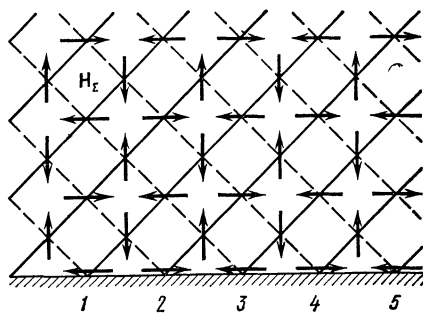


Рис. 10.8

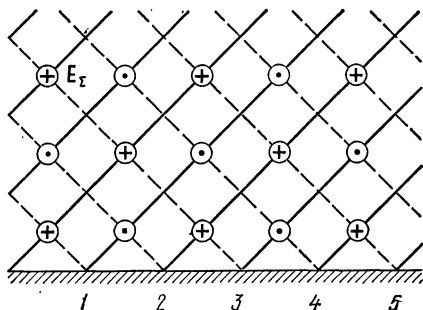


Рис. 10.9

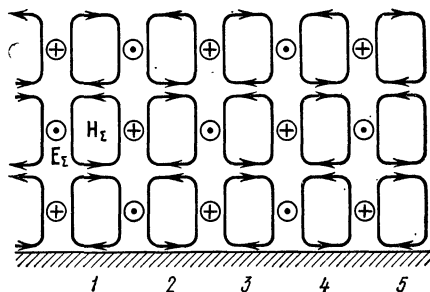


Рис. 10.10

электромагнитного поля с одной стороны металлической плоскостью. Попробуем ограничить электромагнитное поле с двух сторон, поместив параллельно первой металлической плоскости вторую.

§ 10.4. Двухплоскостной волновод

Поместим выше первой металлической плоскости вторую бесконечную плоскость из идеального металла таким образом, чтобы не нарушить имеющейся картины поля. Для этого вторую плоскость следует размещать на расстояниях $l = na$, где $n = 1, 2, 3, \dots$ — ряд целых чисел. При этом поле \mathbf{E} будет подходить к металлическим плоскостям нормально, а поле \mathbf{H} — тангенциально. Граничные условия будут соблюдены и картина поля между двумя плоскостями будет такой же, как и в случае одной плоскости.

Картина поля при $n=1$ и волне типа E показана на рис. 10.11. Волна подобного типа обладает одной вариацией поля по направлению, перпендикулярному плоскостям, и называется волной типа E_1 . Картина поля при $n=2$ и волне типа H_2 показаны на рис. 10.12.

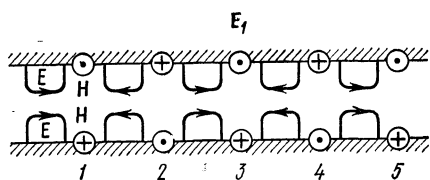


Рис. 10.11

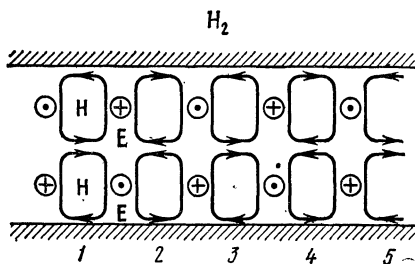


Рис. 10.12

С учетом выражения (10.1) расстояния между плоскостями

$$l = na = n \frac{\lambda}{2 \cos \varphi} \quad (10.3)$$

Величина l зависит от угла падения φ . Если требуется волна более высокого типа, например $2n$ при неизменном угле φ , то для ее возникновения следует в два раза увеличить расстояние l . Минимальное расстояние, при котором возможно существование волны с $n = 1$,

$$l_1 = 1 \frac{\lambda}{2}.$$

Минимальное расстояние, при котором возможно существование волны с $n = 2$,

$$l_2 = \lambda.$$

При

$$\lambda/2 < l < \lambda \quad (10.4)$$

это условие является условием единственности волны с $n = 1$. Все волны с большими индексами не смогут распространяться между двумя плоскостями. При расстоянии: $\lambda < l < \frac{3}{2} \lambda$ возникнет волна с $n = 2$ и не сможет возникнуть волны с $n = 3$. Однако одновременно сможет существовать и волна с $n = 1$, называемая основной. Таким образом, путем надлежащего выбора расстояния между плоскостями можно обеспечить условие единственности волны основного типа и нельзя обеспечить условия единственности волн высшего типа. Введение второй плоскости позволило еще более ограничить электромагнитное поле в пространстве. Система из двух бесконечных плоскостей физически нереальна. Далее будут рассмотрены реальные канализирующие системы — волноводы.

Заметим на основании формулы (10.3), что при $l \leq \lambda/2$ в двухплоскостном волноводе не могут существовать волны типа E или H. Однако, если силовые линии магнитного поля ориентированы тангенциально по отношению к плоскостям, а силовые линии электрического поля перпендикулярны к ним, как показано на рис. 10.13, возникает волна, у которой вектор Пойнтинга ориен-

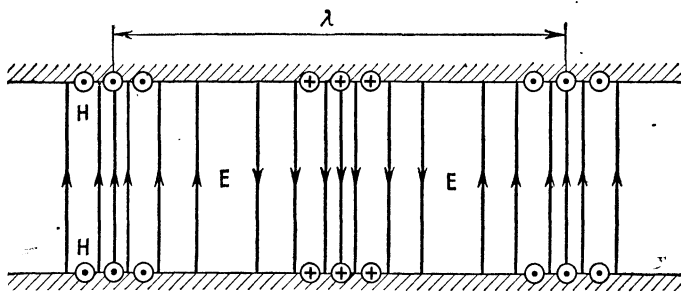


Рис. 10.13

тирован вдоль оси волновода. Подобная волна не обладает продольными составляющими электрического и магнитного полей и называется волной типа Т. Поскольку вектор Пойнтинга в такой волне совпадает с осью распространения, фазовая скорость волны типа Т равна скорости света в среде, заполняющей волновод. Из выражения (10.2) следует, что угол падения φ такой волны должен быть равен 90° .

ГЛАВА 11

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВОЛНАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ТИПОВ

§ 11.1. Постановка вопроса

В гл. 10 были рассмотрены теоретически простейшие, физически нереальные устройства, канализирующие электромагнитные волны. При этом была установлена для двух случаев поляризации вектора \mathbf{E} падающей волны возможность существования в канализирующих системах волн электрического и магнитного типов. В случае какого-либо промежуточного положения вектор \mathbf{E} падающей волны может быть разложен на две составляющие: 1) находящуюся в плоскости падения; 2) лежащую в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. При этом в канализирующей системе будут существовать две независимые волны — типов Е и Н и суммарное поле образуется в результате суперпозиции этих колебаний. В ряде важных практических устройств указанные волны существуют раздельно, и специально обеспечиваются условия существования волн одного или другого типа. Поэтому представляет интерес изучение общих условий, при которых возможно их существование, и определение соотношений, связывающих составляющие поля для волн типа Е или Н. Математически эта задача сводится к исследованию уравнений Максвелла в отсутствие продольной составляющей либо поля \mathbf{H} , либо поля \mathbf{E} . В настоящей главе будет проведено такое исследование в самом общем случае исполь-