

тселя. Перечень других таких задач можно позаимствовать в руководствах по теории дифракции и ур-ниям матем. физики.

Приближённые исследования обычно опираются на удачный выбор входной поверхности (поверхности условных или фактич. источников) с тем, чтобы распределение полей на ней можно было бы оценить (или измерить), минуя строгие решения. Напр., в случае металлич. А. произвольной формы входную поверхность можно выбрать совпадающей с поверхностью металла и, оценив возможные распределения токов на А., найти создаваемое ими поле вдали. Или поле на раскрыве рупора (зеркала, волновода и т. п.) можно считать (приближённо) распределённым в согласии с падающим полем от источника (*Кирхгофа метод*). Иногда задачу определения источников (токов) на условных входных поверхностях S наз. в н у т р е н н е й, а задачу определения поля излучения по заданным токам (источникам) — в н е ш н е й. Последняя рассматривается в пространстве, не содержащем элементов А., формирующих излучение, напр. в свободном пространстве, в регулярной части волновода и т. п.

Применение совр. ЭВМ расширило возможности расчётов А. Правильное (истинное) распределение эфф. источников должно удовлетворять нек-рому интегр. ур-нию, получающемуся в результате «сшивания» на S полей внутри и вне S . Разлагая искомым вектор j^e (или j^m) в ряд по удобным базисным функциям и преобразуя интегр. ур-ние к матричному, можно, воспользовавшись специально разработанными методами, составить соответствующие алгоритмы и программы. Т. о., возникновение «вычислительной электродинамики», использующей ЭВМ, в какой-то мере объединило метод строгих решений эталонных задач с методом приближённых исследований реальных устройств.

Ниже мы остановимся только на решении выпн. задачи, различая две её разновидности: 1) случай заданных токов; 2) случай полей, заданных на охватывающей А. поверхности S .

Решение ур-ний Максвелла удобно записать через *Герца вектор* $\Gamma(P)$, где P — точка наблюдения (точка поля). Векторы E и H связаны с Γ ф-лами $E(P) = \varepsilon^{-1}(\nabla \operatorname{div} + k^2)\Gamma(P)$, $H(P) = i\omega\varepsilon^{-1} \operatorname{rot} \Gamma(P)$, а сам вектор Герца определяется заданными токами j^e :

$$\Gamma(P) = \frac{1}{i\omega} \int_V j^e \varphi dV + \int_S \left(\varphi \frac{\partial \Gamma}{\partial n} - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) dS, \quad (3)$$

где φ — ф-ция Грина для свободного пространства, $\varphi = R^{-1} \exp(-ikR)$, $\partial/\partial n$ — производная в направлении орта n внешней по отношению к области V нормали к поверхности S (рис. 7, а). Здесь R — расстояние

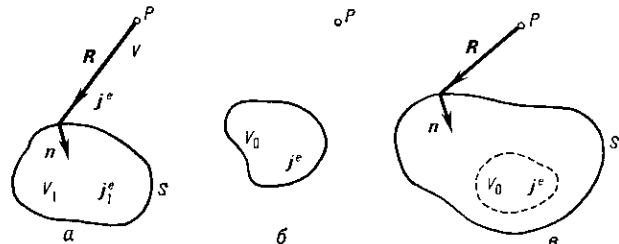


Рис. 7.

между точкой интегрирования (элементом тока) x, y, z и точкой наблюдения P (точкой поля) x', y', z' , т. е. $R = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}$. Если выделить занятый А. объём V_0 , в к-ром текут токи j^e , а поверхность S удалить в бесконечность (рис. 7, б), то из (3) получим

$$\Gamma(P) = \frac{1}{i\omega} \int_{V_0} j^e \frac{\exp(-ikR)}{R} dV. \quad (4)$$

Как видно из (4), каждый элемент тока $j^e dV$ порождает сферически расходящуюся волну вектора Герца, что

соответствует ф-лам (1). Если окружающая среда линейна, однородна и изотропна, то каждая из этих волн не будет искажаться и рассеиваться, а общее поле выражается как суперпозиция расходящихся волн.

С помощью принципа двойственности можно получить выражение для магн. вектора Герца, создаваемого магн. токами j^m . Произвольное эл.-магн. поле вне источников описывается двумя скалярными величинами, часто в качестве них выбирают декартовы компоненты векторов Γ^e и Γ^m , получающая соответственно поля типа ТМ и ТЕ.

Если поверхность S охватывает все токи, а точка наблюдения P находится вне этой поверхности (рис. 7, в), то из (3) получим:

$$\Gamma(P) = \int_S \left(\varphi \frac{\partial \Gamma}{\partial n} - \Gamma \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) dS. \quad (5)$$

Поле излучения антенны. Любая система излучающих токов характеризуется тремя параметрами размерности длины: 1) расстоянием r от нек-рого условного центра антенны O до точки P ; 2) характерным масштабом распределения тока l (l_x, l_y, l_z); 3) длиной волны λ (или λ). Именно соотношения между этими параметрами лежат в основе классификации как самих излучателей, так и «районирования» создаваемых ими полей. Параметр $l/\lambda = kl$ позволяет выделить сосредоточенные (элементарные, «точечные») источники, размещающиеся в области $l \ll \lambda$. К ним принадлежат элементарные электрич. и магн. диполи, а также любые их «точечные» комбинации, дающие мультиполи произвольного порядка. С увеличением l система может обнаруживать резонансное поведение, напр. прямые проволочные А. настраиваются в резонанс приблизительно как линии передачи с разомкнутыми концами при $l_z = \lambda/2, 3\lambda/2, \dots$, а замкнутые петлевые (рамочные) А. при $l_z = \lambda, 2\lambda, \dots$. Распределение токов в А. примерно повторяет распределение в соответствующей линии передачи.

В др. предельном случае систем, развитых в одном или неск. направлениях, говорят о протяжённых одномерных А. ($l_z \gg \lambda$) или об А. с большой апертурой ($l_x, l_y \gg \lambda$), при этом обычно распределение токов в таких А. воссоздают протяжённые участки плоских фазовых фронтов, так что уже в непосредственной близости формируется «чистое» (без квазиэвклидианарных добавок) поле излучения прожекторного типа с острой направленностью в дальней зоне (рупоры, линзы, параболич. зеркала и т. п.).

Параметр r/λ определяет характер поля в зависимости от удаления от области источников. На расстояниях $r \ll \lambda$ (как это видно на примере диполя) в зоне индукции поле представлено в осн. квазистатич. полями, быстро убывающими как r^{-2} и r^{-3} (поля индукции).

На расстояниях $r \gg \lambda$ в зоне излучения, или в т. н. в о л н о в о й з о н е, практически остаются лишь бегущие волны, поля к-рых убывают как r^{-1} (обычно под волновой зоной понимают лишь дальнюю зону А.; представляется, однако, более оправданным называть волновой зоной область излучения, т. е. всю область, содержащую чисто бегущие волны, переносящие энергию). В непосредств. близости от А., при $\lambda < r \ll l$, распределение поля в известной мере воспроизводит структуру источника, тогда как при $r \gg l$ картина частично унифицируется; начиная с нек-рых r , можно пренебречь различием амплитуд (но не фаз!) сферич. волн, приходящих от разных участков А. Разложение по степеням $l/r \ll 1$ в амплитуде и по параметру $f = l^2/r\lambda \ll 1$ в фазе даёт следующее приближённое выражение для Γ^e вдали от источников: $\Gamma^e \approx (c/i\omega\mu r) \exp(-ikr) \times N^e(r, \theta, \varphi)$, где r, θ, φ — сферич. координаты с центром в точке O (условном центре А.), а N^e — вектор излучения, равный

$$N^e = \int dV j^e \exp\{-ik[r' \cos\psi - r'^2 r^{-1}(1 - \cos^2\psi/8) + \dots]\},$$

где ψ — угол между радиусом-вектором r точки поля и радиусом-вектором r' точки источника. Отсюда видно,