

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; и х же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982. В. В. Мигулин.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ — взаимосвязанные колебания электрич. (E) и магн. (H) полей, составляющих единое эл.-магн. поле. Распространение Э. к. происходит в виде эл.-магн. волн. Э. к. представляют собой дискретную совокупность фотонов, и только при очень большом числе фотонов их можно рассматривать как непрерывный процесс.

Различают вынужденные Э. к., поддерживаемые внеш. источниками, и собственные колебания, существующие и без них. В неогранич. пространстве, а также в ограниченных системах с потерями энергии (диссипативных) возможны собств. Э. к. с непрерывным спектром частот. Пространственно ограниченные консервативные (без потерь энергии) системы имеют дискретный спектр собств. частот, причём каждой частоте соответствует один или неск. независимых типов колебаний (мод). Напр., между двумя отражающими плоскостями в вакууме, отстоящими друг от друга на расстояние l , возможны только синусоидальные Э. к. с круговыми частотами $\omega_n = \pi n c / l$, где n — целое число. Собств. колебания имеют вид синусоидальных стоячих волн, в к-рых колебания векторов E и H сдвинуты во времени на $T/4$ ($T = 2\pi/\omega$ — период колебаний), а пространственные распределения их амплитуд смещены на $\lambda/4$ ($\lambda = cT$ — длина волны), так что максимумы (пучности) E совпадают с нулями (узлами) H , и наоборот. В таких Э. к. энергия в среднем не переносится в пространстве, но внутри каждого четвертьволнового участка между узлами полей происходит независимая от др. участков периодич. перекачка электрич. энергии в магнитную и обратно.

Представление Э. к. в виде суперпозиции мод с дискретным или непрерывным спектром допустимо для любой сложной системы проводников и диэлектриков, если поля, токи, заряды в них связаны между собой линейными соотношениями. В квазистационарных системах, размеры к-рых $\ll \lambda$, области, где преобладают электрич. или магн. поля, могут быть пространственно разделены и сосредоточены в отд. элементах: E — в ёмкостях C , H — в индуктивностях L . Типичный пример системы с сосредоточенными параметрами — колебат. контур, где происходят колебания зарядов на обкладках конденсаторов и токов в катушках самоиндукции. Э. к. в огранич. консервативных системах с распределёнными параметрами C и L имеют дискретный спектр собств. частот.

В средах эл.-магн. поле взаимодействует с заряж. частицами (электронами, ионами), создавая индуцир. токи. Токи проводимости обуславливают потери энергии и затухание Э. к.; токи, связанные с поляризацией и намагниченностью среды, определяют значения её диэлектрич. и магн. проницаемостей, а также скорость распространения в ней эл.-магн. волн и спектр собств. частот Э. к. Если индуцир. токи зависят от E и H нелинейно, то период, форма и др. характеристики Э. к. зависят от их амплитуд; при этом принцип суперпозиции недействителен и может происходить перекачка энергии Э. к. от одних частот к другим (см. *Нелинейная оптика*). На этом основаны принципы работы большинства генераторов, усилителей и преобразователей частоты Э. к.

Возбуждение Э. к. в устройствах с сосредоточенными параметрами, как правило, осуществляется путём прямого подключения к ним генераторов, в ВЧ-устройствах с распределёнными параметрами — при помощи элементов связи (вибраторов, петель связи, рамок, отверстий и др.), а в оптич. устройствах — применением линз, призм, отражающих полупрозрачных зеркал и т. д.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984.

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ТОК в квантовой теории поля — ток, описывающий рождение эл.-магн. полем пары частица — античастица (или её аннигиляцию) либо по-

глошение и рождение (в тот же момент времени) заряж. частицы (напр., при описании процессов рассеяния). В принятой терминологии Э. т. является нейтральным векторным током заряж. частиц. Для электрона, напр., он имеет вид $j^{\mu m} = e\psi(x)\gamma_{\mu}\psi(x)$, $\mu = 0, 1, 2, 3$, где $\psi(x)$ содержит операторы уничтожения электрона и рождения позитрона, а $\bar{\psi}(x)$ — операторы уничтожения позитрона и рождения электрона в пространственно-временной точке x (см. *Дирака поле*), γ_{μ} — *Дирака матрицы*.

Важнейшее свойство Э. т. — его сохранение, т. е. $\partial_j j^{\mu m}(x) / \partial x_{\mu} = 0$, являющееся следствием калибровочной инвариантности электродинамики.

В нерелятивистском пределе нулевая компонента Э. т. ($\mu = 0$) превращается в плотность заряда $\rho(r, t)$, а три пространств. компоненты — в плотность электрич. тока $j(r, t)$.

А. В. Ефремов.

ЭЛЕКТРОН (e^-) — первая из открытых элементарных частиц, носитель отрицат. элементарного заряда $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К ($4,8 \cdot 10^{-10}$ единиц СГСЭ). Э. — самая лёгкая из всех заряж. элементарных частиц. Его масса $m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-28}$ г в 1836 раз меньше массы протона. Спин Э. равен $1/2$ (в единицах \hbar), и, следовательно, Э. подчиняются Ферми — Дирака статистике. Магнитный момент Э. $\mu_e \approx \hbar e / (2m_e c) = \mu_B$ (μ_B — магнетон Бора). В пределах точности эксперимента Э. — стабильная частица. Его время жизни $\tau > 2 \cdot 10^{22}$ лет.

Э. были открыты в 1897 Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson), показавшим, что т. н. катодные лучи, возникающие при электрич. разряде в разреженных газах, представляют собой поток отрицательно заряженных частиц. Опытами по отклонению этих частиц в электрич. и магн. полях было установлено, что уд. заряд e/m для них примерно в 1837 раз больше, чем для ионов водорода. За частицами было закреплено назв. «электроны», предложенное ранее в 1891 Дж. Стони (G. Stoney) для обозначения элементарного заряда одновалентных ионов. Значение заряда Э. (близкое к современному) было получено Р. Милликеном (R. Millikan) в серии опытов 1910 — 14.

Э. играют важнейшую роль в строении окружающего нас вещества, образуя электронные оболочки атомов всех хим. элементов. Типичные размеры электронных оболочек атомов, определяемые квантовой спецификой поведения электронов в поле ядра, задаются в осн. значениями массы и заряда Э. и по порядку величины близки к т. н. боровскому радиусу $\hbar^2 / m_e e^2 = 5 \cdot 10^{-9}$ см.

Характер размещения Э. в атомных оболочках и заполнения ими энергетич. уровней в существ. мере связан с наличием у них спина $1/2$ и, следовательно, с действием Паули принципа, запрещающего нахождение двух электронов в одинаковом квантовом состоянии. Это ведёт к периодич. повторению свойств хим. элементов, открытому Д. И. Менделеевым (см. *Периодическая система элементов*). С наличием спина у Э. связаны, в частности, такие нетривиальные свойства ряда твёрдых тел, как ферромагнетизм, обуславливаемый выстраиванием спинов и связанных с ними магн. моментов у электронов соседних атомов, и сверхпроводимость, в основе к-рой лежит возможность образования в металлах при низких темп-рах слабо связанных пар Э. с противоположно ориентированными спинами (куперовские пары, см. *Купера эффект*).

Как элементарная частица Э. принадлежит к классу лептонов, т. е. обладает только эл.-магн. и слабым взаимодействием (и, естественно, гравитационным). Описание электромагнитного взаимодействия Э. даётся квантовой электродинамикой (КЭД). В 1929 в рамках КЭД был произведён первый расчёт сечения электродинамич. процесса комптоновского рассеяния γ -квантов на Э. (см. *Клейна — Нишиньи формула*): $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + e^-$, к-рый дал прекрасное согласие с экспериментом. Важным элементом формализма КЭД явилось вторично-квантованное Дирака уравнение для Э. со спином $1/2$. Из него следовало существование частицы с массой, равной массе Э., но с противоположным знаком заряда (античастица Э.). Такая частица e^+ , назван-