пускает расчёт по обычным *Кирхгофа правилам*. Так, для последовательно включённых элементов L, C, R суммарный импеданс

$$Z = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right).$$

Это импеданс колебательного LCR-контура, высокодобротного при условии $L/CR \gg 1$. На резонансной (томсоновской) частоте $\omega = (LC)^{-1/2}$ импеданс Z минимален по модулю. Метод комплексных амплитуд порождает метод векторных (круговых) диаграмм, основанный на графич. построении напряжений и токов как векторов на комплексных плоскостях, что придаёт наглядность решениям мн. задач эл.-техники.

Мощность W, выделяемая в цепи П. т., определяется усреднением за период колебаний ($2\pi/\omega$) произведения u J:

$$W = \frac{1}{2} UI\cos\varphi,$$

где φ — разность фаз между напряжением и током. Иногда вводят понятие эффективных (действующих) напряжений ($U/\sqrt{2}$) и токов ($I/\sqrt{2}$), чтобы ф-ла для оптимально поглощаемой (отдаваемой сопротивлению) мощности имела тот же вид, что и для цепей пост. тока. Этот оптимум достигается при значении $\varphi = 0$. Такой режим наз. согласованным. При $\varphi \neq 0$ часть мощности «отражается» обратно к источнику. Поэтому иногда проблему согласования в эл.-технике наз. проблемой «оптимального $\cos\,\varphi$».

С ростом частоты ω квазистационарное приближение перестаёт быть справедливым, и для получения распределения П. т. необходимо обращаться непосредственно к *Максвелла уравнениям*. Чтобы подчеркнуть это обстоятельство, иногда такие токи наз. быстропеременными (БПТ) и предпочитают оперировать не с суммарными (интегральными) силами тока, а с их объёмными плотностями $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$. При протекании по хорошо проводящим телам БПТ стремятся прижаться к их наружным поверхностям (скин-эффект). В случае идеальной проводимости они распределяются по самой поверхности; такие токи наз. поверхностными и характеризуются поверхностными плотностями. Плотность БПТ всегда можно разбить на потенциальную и вихревую компоненты. Последняя ответственна за возбуждение вихревых эл.-магн. полей. В открытых (неэкранированных) системах именно с вихревыми П. т. связано излучение эл.-магн. энергии. Это, в частности, используется в излучателях (антеннах), где путём подбора надлежащих распределений БПТ создаются требуемые угл. распределения полей излучения (диаграммы направленности).

Лит.: Нелинейные электрические цепи. Электромагнитное поле, 4 изд., М., 1979; Касаткин А. С., Немцов М. В., Электротехника, 4 изд., М., 1983; Поливанов К. М., Линейные электрические цепи с сосредоточенными постоянными, М., 1972.

ПЕРЕМЕЩЕ́НИЕ в механике — вектор, соединяющий положения движущейся точки в начале и в конце нек-рого промежутка времени. Вектор П. направлен вдоль хорды траектории точки.

ПЕРЕНОРМИ́РОВАННАЯ ТЕО́РИЯ ВОЗМУЩЕ́НИЙ в квантовой теории поля (КТП) — вариант *возмущений теории* (ВТ), используемый в перенормируемой КТП и характеризуемый тем, что исходные — «затравочные» — величины (операторы полей, векторы состояний, константы взаимодействия) в каждом порядке переопределяются («перенормируются») с помощью спец. вычитательной процедуры. Эквивалентный способ представления П. т. в. состоит в использовании с самого начала конечных, физических, величин, но при этом в *лагранжиан* вводятся *контрчлены*, к-рые обеспечивают в каждом порядке ВТ сокращение больших поправок к нач. параметрам разложения. Методика П. т. в. предполагает возможность введения регуляризации в теорию и выбора «ренормализац. схемы», т. е. способа вычитания бесконечных (при снятии регуляризации) вкладов в каждом порядке ВТ.

П. т. в. была сформулирована в работах Р. Фейнмана (R. Feynman), Ю. Швингера (J. Schwinger) и Ф. Дайсона (F. Dyson) в 1948—49. Первонач. идея содержалась в работе Х. Бете (H. Bethe, 1947), осуществившего перенормировку массы электрона при вычислениях *лэмбовского сдвига*. Более строгое матем. обоснование процедура П. т. в. получила в работах Н. Н. Боголюбова и О. С. Парасюка в 1955 (см. *Боголюбова — Парасюка теорема*), а также К. Хеппа (K. Hepp, 1965) и В. Циммермана (W. Zimmerman, 1970).

П. т. в. возникла в связи с необходимостью устранения бесконечностей, возникающих при снятии регуляризации в высших порядках ВТ в *квантовой электродинамике* (КЭД). Но в любых моделях КТП, содержащих расходимости, процедура перенормировки полей и констант является обязательной для получения осмысленных результатов. Методика П. т. в. допускает в принципе и конечные перенормировки, но их осуществление не обязательно и является вопросом удобства. Разл. ренормализац. схемы отличаются друг от друга конечными перенормировками (см. *Ренормализационная группа*).

П. т. в. можно проиллюстрировать на примере амплитуды рассеяния электрона во внеш. эл.-магн. поле. В низшем (первом) порядке, соответствующем *борновскому приближению* по затравочной константе взаимодействия («заряду») e_B, эта амплитуда описывается *Фейнмана диаграммой*, изображённой на рис. 1, и имеет вид

$$f(e_B, A_B) = e_B j_\mu(p', p) A_{B,\mu}(q), \tag{1}$$

где p, p' — 4-импульсы начального и конечного электрона, $q = p - p'$ — переданный 4-импульс, $A_\mu(q)$ — фурье-образ эл.-магн. потенциала, $j_\mu(p', p)$ — матричный элемент электромагнитного тока по электронным

Рис. 1.

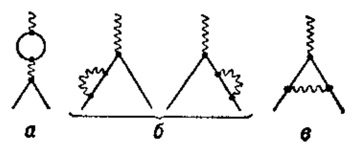

Рис. 2.

состояниям, $\mu = 0, 1, 2, 3$ — лоренцев индекс (индекс B в обозначениях для заряда и поля от англ. слова bare — «голый»; он означает, что в низшем приближении не учитывается «шуба» из виртуальных частиц, сопровождающих электрон и фотон).

Радиационные поправки к (1) определяются диаграммами, изображёнными на рис. 2, к-рые содержат расходимости при больших виртуальных импульсах. В лоренцевой калибровке эл.-магн. поля (см. *Калибровочная инвариантность*) расходимость остаётся только в диаграммах 2(*а* и *б*). Диаграммы 2(*б*) приводят к перенормировке массы и волновой ф-ции электрона. Диаграмма 2(*а*) даёт перенормировку заряда и внеш. поля. Проанализируем подробнее только вклад диаграммы 2(*а*), ограничившись для простоты двумя предельными случаями: 1) $q^2 \to 0$; 2) $-q^2 \gg m^2$, где m — масса электрона. Регуляризуем эту диаграмму с помощью процедуры Паули — Вилларса (см. *Регуляризация расходимостей*). Если M — масса кванта регуляторного поля, то в первом случае ($q^2 \to 0$) сумма диаграмм 1 и 2(*а*)

$$F = f(e_B, A_B)\cdot\left(1 - \frac{\alpha_B}{3\pi}\ln\frac{M^2}{m^2}\right), \tag{2}$$

а во втором случае (при $M^2 \gg -q^2 \gg m^2$)

$$F = f(e_B, A_B)\left(1 - \frac{\alpha_B}{3\pi}\ln\frac{M^2}{q^2}\right). \tag{3}$$

В этих выражениях удержаны только большие логарифмич. вклады; $\alpha_B \equiv e^2{}_B/4\pi$.