осью x угол γ. На выходе из пластинки вектор поля $E^{\text{вых}}$ можно записать в виде матрицы:

$$E^{\text{вых}}=\begin{vmatrix}\varkappa_{x'} & 0\\ 0 & \varkappa_{y'}\end{vmatrix}\begin{vmatrix}\exp(-i\Delta_{x'}) & 0\\ 0 & \exp(-i\Delta_{y'})\end{vmatrix}\times$$
$$\times\begin{vmatrix}\cos\gamma & \sin\gamma\\ -\sin\gamma & \cos\gamma\end{vmatrix}E^{\text{вход}},$$

где $\varkappa_{x'}$ и $\varkappa_{y'}$ — коэф. поглощения, а $\Delta_{x'}$, $\Delta_{y'}$ — сдвиги фаз, вносимые пластинкой, или

$$E^{\text{вых}}=T_{\text{погл}}T_{\text{фаз}}T_{\text{пов}}E^{\text{вход}}=TE^{\text{вход}}, \qquad (**)$$

где $T_{\text{погл}}$ — матрица поглощения, $T_{\text{фаз}}$ — матрица фазового сдвига, $T_{\text{пов}}$ — «матрица поворота». Если волна затем проходит через вторую пластинку, аналогичная запись примет вид:

$$E_2^{\text{вых}}=T_2E_1^{\text{вых}}=T_2T_1E^{\text{вход}}$$

и т. д. Именно в этом и состоит осн. удобство метода, позволяющего при расчёте многоэлементных систем мультиплицировать как независимые результаты изменения поля волны при прохождении через каждый элемент системы. Вычисление T для отд. элементов обычно несложно; для большого количества типичных элементов имеются таблицы [2, 3]. Матрица поворота имеет одинаковый вид для всех элементов.

Если среди элементов оптич. системы есть отражательный анизотропный элемент (напр., отражение внутри одноосного кристалла), «матрица отражения» имеет вид:

$$T_{\text{отр}}=\begin{vmatrix}R_{\text{оо}} & R_{\text{он}}\\ R_{\text{но}} & R_{\text{нн}}\end{vmatrix},$$

где индексы о и н относятся соответственно к обыкновенному и необыкновенному лучам (первый — к падающему, второй — к отражённому), а коэффициенты R_{ij} определяются по *Френеля формулам*.

Д. м. м. может, естественно, строиться не только на линейных единичных базисных векторах, как в (*), но и на круговых или эллиптич. единичных векторах, в зависимости от характера задачи [3].

Д. м. м. удобен тем, что позволяет выделить изолированно информацию о поляризации волны — т. н. поляризационную передаточную ф-цию системы. Эллипсы поляризации на входе и выходе полностью описываются комплексными числами

$$\theta^{\text{вход}}=\frac{E_y^{\text{вход}}}{E_x^{\text{вход}}};\quad \theta^{\text{вых}}=\frac{E_y^{\text{вых}}}{E_x^{\text{вых}}},$$

и если записать (**) в развёрнутом виде, получим

$$\frac{E_{y'}^{\text{вых}}}{E_{x'}^{\text{вых}}}=\frac{T_{21}E_x^{\text{вход}}+T_{22}E_y^{\text{вход}}}{T_{11}E_x^{\text{вход}}+T_{12}E_y^{\text{вход}}};\quad \theta^{\text{вых}}=\frac{T_{22}\theta^{\text{вход}}+T_{21}}{T_{12}\theta^{\text{вход}}+T_{11}}.$$

Т. о., эллипс колебаний на выходе определяется только эллипсом колебаний на входе. Аналогично можно ввести передаточную ф-цию для фазы, для амплитуды.

Д. м. м. не применяется для неоднородных волн и для световых пучков больших апертур. Д. м. м. непригоден также для некогерентного света, но формализм его можно использовать для построения матрицы когерентности [4]. Для описания состояния поляризации некогерентного света используются методы *Стокса параметров* и *Мюллера матриц*.

Лит.: 1) Jones R. C., New calcules for the treatment of optical systems. I—VIII, «J. Opt. Soc. Amer.», 1941, v. 31, p. 488; 1948, v. 38, p. 671; 1956, v. 46, p. 126; 2) Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; 3) Аззам Р., Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981, гл. 1, 2; 4) Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973, гл. 10. *В. А. Кизель.*

ДЖО́УЛЕВЫ ПОТЕ́РИ — потери энергии эл.-магн. поля, обусловленные её преобразованием в энергию теплового движения среды. В случае пост. токов Д. п. определяются *Джоуля—Ленца законом* и равны работе, совершаемой электрич. полем над носителями заряда $q=\boldsymbol{jE}$, где q — мощность Д. п. (плотность энергии, теряемой в единицу времени), $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{j}$ — плотность тока. При выполнении *Ома закона* ($\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}$) $q=j^2/\sigma$. Проводимость σ в общем случае может быть ф-цией приложенного поля $\boldsymbol{E}$ (среды с нелинейной проводимостью); представляться в виде тензора, т. е. зависеть от направления поля $\boldsymbol{E}$ (среды с анизотропией проводимости); в перем. полях проводимость фактически всегда зависит от частоты колебаний поля ω, а иногда и от волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (среды с временно́й и пространств. дисперсией). В линейных системах обычно используют фурье-преобразование волновых процессов и для зависимости от времени $\sim\exp(i\omega t)$ вводят комплексную диэлектрич. проницаемость $\varepsilon_c=\varepsilon-4\pi i\sigma\omega^{-1}$ либо комплексную проводимость $\sigma_c=\sigma+i\omega\varepsilon/4\pi$. Тогда оперируют со спектральной плотностью Д. п. $q(\omega, \boldsymbol{k})=\sigma(\omega, \boldsymbol{k})|\boldsymbol{E}_{\omega, \boldsymbol{k}}|^2/2$ с послед. интегрированием по всему спектру.

В магн. средах возникают дополнит. потери на перемагничивание (магн. Д. п.), к-рые в линейном приближении описываются введением комплексной магн. проницаемости.

В общем случае нелинейных систем с учётом нелокальности и запаздывания взаимодействий между отд. участками среды выделение Д. п. из общей совокупности всех др. преобразований энергии эл.-магн. поля в разл. виды движений (ускорение заряж. частиц, хим. превращения, возбуждения атомов и молекул, ионизация и др.) затруднено, поэтому приходится относить эти явления к Д. п. условно, по крайней мере, на достаточно малых временны́х интервалах, пока можно считать эти превращения необратимыми.

Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 3], М., 1983; Ахиезер А. И., Общая физика. Электрические и магнитные явления. Справочное пособие, К., 1981.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ДЖО́УЛЬ (Дж, J) — единица СИ работы, энергии, кол-ва теплоты, равная (эквивалентная) работе силы 1Н при перемещении точки приложения силы в направлении её действия на расстояние 1 м. Названа в честь Дж. П. Джоуля (J. P. Joule). 1 Дж $=1$ Н$\cdot$м $=10^7$ эрг$=0{,}2388$ кал.

ДЖО́УЛЯ ЗАКО́Н — закон термодинамики, согласно к-рому *внутренняя энергия* идеального газа является ф-цией одной лишь темп-ры и не зависит от объёма. Установлен экспериментально Дж. П. Джоулем в 1845. Д. з. является следствием *второго начала термодинамики*. Из условия, что приращение энтропии есть полный дифференциал, следует для производной внутр. энергии U по объёму V при пост. темп-ре T:

$$(\partial U/\partial V)_T=T\,(\partial P/\partial T)_V-P,$$

где P — давление. Для идеального газа, удовлетворяющего ур-нию Клапейрона, $PV=RT$, где R — газовая постоянная, $(\partial U/\partial V)_T=0$, это и есть Д. з. Степень справедливости Д. з. для газов малой плотности можно оценить по величине *Джоуля—Томсона эффекта*. Для идеального газа эффект отсутствует. Д. з. легко получить в кинетич. теории газов: поскольку в идеальном газе отсутствует взаимодействие между молекулами, изменение расстояний между ними (объёма) не меняет внутр. энергии. *Д. Н. Зубарев.*

ДЖО́УЛЯ — ЛЕ́НЦА ЗАКО́Н — количество теплоты Q, выделяющейся в единицу времени на участке электрич. цепи с сопротивлением R при протекании по нему пост. тока I, равно $Q=RI^2$. При дифференц. описании Д.—Л. з. имеет вид локального соотношения $q=\rho j^2=j^2/\sigma$, где q — объёмная плотность выделяемой теплоты, j — плотность тока, ρ — уд. сопротивление, σ — электропроводность среды.

Закон установлен в 1841 Дж. П. Джоулем и подтверждён в 1842 точными опытами Э. Х. Ленца. Ленцу принадлежит также эксперим. определение усло-