

М. м. простейших поляризац. элементов можно определить на основании известных результатов преобразования ими нек-рых пробных (известных) типов поляризации. М. м. поляризац. элемента (M_0) с произвольным азимутом оси анизотропии (θ) определяется по известной М. м. этого элемента с заданным азимутом (напр., нулевым $\theta = 0$, M_0) путём применения матрицы поворота $R(\theta)$: $M_0 = R(-\theta)M_0R(\theta)$, где

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

М. м. могут использоваться и для описания преобразования поляризации света оптич. элементами с зависящими от времени поляризац. характеристиками (напр., при поляризац. модуляции света). При этом элементы соответствующей М. м. также становятся ф-циями времени. М. м. простейших поляризац. элементов затабулированы и приводятся в монографиях по поляризац. оптике.

В наиб. общем виде М. м. для идеального недеполяризующего эллиптич. поляризатора имеет вид

$$M = \frac{1}{2} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta \cos \delta & \sin 2\theta \sin \delta \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta \cos \delta & \sin 2\theta \cos 2\theta \sin \delta \\ \sin 2\theta \cos \delta & \sin 2\theta \cos 2\theta \cos \delta & \sin^2 2\theta \cos^2 \delta & \sin^2 2\theta \sin \delta \cos \delta \\ \sin 2\theta \sin \delta & \sin 2\theta \cos 2\theta \sin \delta & \sin^2 2\theta \sin \delta \cos \delta & \sin^2 2\theta \sin^2 \delta \end{pmatrix}$$

Поляризатор пропускает свет с эллиптичностью ω ($\tan \omega = b/a$, b и a — полуоси эллипса поляризации) и с фазовым сдвигом δ между колебаниями по осям выбранной декартовой системы координат (азимут ψ боковой полуоси эллипса поляризации относительно осей этой системы координат определяется выражением $\tan 2\psi = \tan 2\theta \cos \delta$). М. м. для фазовой пластинки с азимутом оси анизотропии ψ , эллиптичностью нормальных колебаний ω и фазовым сдвигом δ имеет вид

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_1^2 - A_2^2 - A_3^2 + A_4^2 & 2(A_1A_2 + A_3A_4) & -2(A_1A_3 + A_2A_4) \\ 0 & 2(A_1A_2 - A_3A_4) & -A_1^2 + A_2^2 - A_3^2 + A_4^2 & 2(A_1A_4 - A_2A_3) \\ 0 & -2(A_1A_3 - A_2A_4) & -2(A_1A_4 + A_2A_3) & -A_1^2 - A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 \end{pmatrix}$$

Здесь введены обозначения: $A_1 = \cos 2\omega \cos 2\psi \sin \delta / 2$, $A_2 = \cos 2\omega \sin 2\psi \sin \delta / 2$, $A_3 = \sin 2\omega \sin \delta / 2$, $A_4 = \cos \delta / 2$. Приведённые выражения для М. м. произвольного поляризатора и фазовой пластинки позволяют решать большое число задач преобразования поляризации света без учёта деполяризации.

Лит.: Шерклифф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Джеррард А., Бёрч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Аззам Р., Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981. В. С. Запасский.

МЮ-МЕЗОНЫ — устар. название мюонов. К классу мезонов не относятся, являются лептонами.

МЮОНИЙ (μ) — связанное состояние электрона (e^-) и положительно заряженного мюона (μ^+), водородоподобный атом, в к-ром роль ядра играет мюон. Изучение М. имеет важное значение для физики элементарных частиц и атомной физики, т. к. он является одной из простейших систем двух точечных заряд. частиц — лептонов, взаимодействие к-рых с хорошей точностью описывается квантовой электродинамикой (др. системой такого рода является позитроний). С др. стороны, измерение поляризации М. в разл. веществах стало основой нового, весьма эфф. метода исследования структуры конденсиров. сред, кинетич. явлений, хим.

реакций, фазовых превращений и др. (см. Мюонной спиновой релаксации метод).

Экспериментально М. был открыт в 1960 В. Хьюзом (V. W. Hughes) и др. Свободный М. в осн. состоянии может быть образован путём захвата атомного электрона положит. мюоном. Сначала этот процесс наблюдался в инертных газах при низком давлении. Обнаружение М. в др. средах осложняется высокой хим. активностью М., к-рый может рассматриваться как лёгкий изотоп водорода. Впервые М. в конденсиров. средах наблюдался в 1966 В. Г. Фирсовым и др.

М. является метастабильной системой вследствие распада мюона (за счёт слабого взаимодействия) на позитрон (e^+) и два нейтрино ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) со временем жизни $\tau \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. В результате исчезновение М. сопровождается испусканием позитрона с макс. энергией ок. 53 МэВ, двух нейтрино и низкоэнергетич. электрона.

Из-за эффектов несохранения чётности в слабом взаимодействии мюоны, возникающие от распада π -мезонов ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$), поляризованы (в направлении, противоположном их импульсу), а позитроны в распадах мюонов обладают асимметрией в угл. распределении по отношению к направлению спина мюона. При кулоновском захвате электрона поляризов. мюоном образуются поляризов. атомы М. с неравной населённостью уровней сверхтонкой структуры. Изменение этих населённостей во внеш. магн. поле может быть обнаружено по изменению в угловых распределениях позитронов распада.

М. впервые обнаружен по наблюдению характерной частоты ларморовской прецессии в магнитном поле $f_{L\mu} \approx \mu_B H / h \approx 1,40 \cdot H$ МГц ($\mu_B = eh/2m_e c$ — магнетон Бора, m_e — масса электрона, H — напряжённость магн. поля). Для свободного мюона ларморовская частота $f_{L\mu} \approx 2\mu_\mu^0 H / h \approx 13,5 \cdot H$ кГц примерно в сто раз меньше, где нормальный магн. момент мюона $\mu_\mu^0 = eh/2m_\mu c$ (m_μ — масса мюона).

В низшем приближении взаимодействие электрона и мюона — чисто кулоновское, и нерелятивистское ур-ние Шрёдингера приводит к такому же выражению для уровней энергии М., как для атома водорода:

$$W_n = -\frac{R_\infty}{n^2} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-1},$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — гл. квантовое число, R_∞ — постоянная Ридберга. Т. к. спины электрона и мюона равны $1/2$, то в S -состояниях квантовое число полного угл. момента М. может принимать два значения: $F = 1$ и $F = 0$. Взаимодействие магн. моментов электрона и мюона вызывает сверхтонкое расщепление уровней энергии М., характеризуемых этими двумя значениями F . Соответствующий интервал сверхтонкой структуры в осн. состоянии М. ($n = 1$) в первом приближении дается ф-лой Ферми (1939):

$$\Delta \nu_F = \frac{\Delta W_F}{h} = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_\mu}{\mu_p} \cdot \frac{\mu_B}{\mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3} \approx 4459 \text{ МГц},$$

$$\mu_\mu = \mu_\mu^0 (1 + a_\mu),$$

где a_μ — аномальный магнитный момент мюона (μ_e, μ_p — магн. моменты мюона и протона, α — постоянная тонкой структуры).

Релятивистское ур-ние для волновой ф-ции системы двух дираковских частиц и аппарат квантовой электродинамики позволяют вычислять поправки к уровням энергии М. в виде разложения по степеням малых параметров α и m_e/m_μ . Однако коэф. этого разложения содержат также зависимость от логарифмов этих параметров. В результате теоретич. значение интервала сверх-