

ные с точечной группой симметрии кристаллов, приводят к поляризации полос мультиплета по осям симметрии кристалла и могут запрещать переходы в некие из зон. Поляризованные полосы экспериментально открыты А. Ф. Прихотько в 1944 и названы кристаллическими полосами или К-полосами (рис.).

Д. р. является простейшим признаком, позволяющим экспериментально установить экситонную природу поглощения. Его величина определяется величиной интеграла передачи возбуждения молекулами.

Д. р. наблюдалась для молекулярных экситонов разл. природы — электронных возбуждений синглетных (спин $I=0$) и триплетных ($I=1$); внутримолекулярных колебательных возбуждений; возбуждений типа спиновых волн и др.

Лит.: Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Бродде В. Л., Рашба Э. И., Шека В. Ф., Спектроскопия молекулярных экситонов, М., 1981.

Э. И. Рашба.

ДАЙСОНА УРАВНЕНИЯ в квантовой теории — уравнения движения для квантовой системы с бесконечным числом степеней свободы (напр., системы квантовых полей), записанные не для операторных полевых функций, а для пропагаторов (одночастичных Грина функций) и вершинных функций. Д. у. представляют собой бесконечную цепочку зацепляющихся нелинейных интегральных уравнений, аналогичную цепочке уравнений для корреляционных функций (многочастичных функций распределения) статистич. механики. Они могут быть получены либо из Швингера уравнений, либо графич. путём — суммированием вкладов Фейнмана диаграмм.

В квантовой электродинамике [где они впервые были получены Ф. Дайсоном (F. Dyson)] два первых Д. у. для «одетых взаимодействием» электронного G и фотонного D пропагаторов имеют вид

$$G(x, y) = G^0(x - y) + e \int G^0(x - z) A_\nu(z) \gamma^\nu dz G(z, y) - ie \int \int G^0(x - z) dz \gamma^\mu G(z, \tau) d\tau \Gamma^\nu(\tau, y; \eta) d\eta D_{\mu\nu}(\eta, z),$$

$$D_{\mu\nu}(x, y) = D_{\mu\nu}^0(x - y) - ie \int \int D_{\mu\rho}^0(x - \xi) d\xi \times \text{Sp}[\gamma^\rho G(\xi, \eta) d\eta \Gamma_\nu(\eta, \theta; y) d\theta G(\theta, \xi)],$$

где γ^ν — Дирака матрицы, $\nu=0, 1, 2, 3$, G^0 и D^0 — «голые» пропагаторы (т. е. Грина функции свободных полей), $A(x)$ — внеш. электромагн. поле (если оно отлично от нуля), одетое радиационными поправками, а Γ_ν — вершинная ф-ция квантовой электродинамики, для k -рой, в свою очередь, может быть выписано интегральное уравнение, содержащее наряду с G , D и Γ электрон-фотонную 4-концевую вершинную ф-цию $K_{\mu\nu}$, и т. д. (x, y, z — пространственно-временные точки). Т. о., любая конечная система Д. у. является незамкнутой.

Часто используют сокращённую символич. запись Д. у.:

$$G = G^0 + eG^0\gamma AG - ieG^0\gamma GGD,$$

$$D = D^0 - ieD^0[\gamma GGG].$$

Д. у. также могут быть записаны в интегро-дифференциальной форме. Действуя, напр., на второе из уравнений (1) оператором Д'Аламбера \square по переменной x с учётом того, что $\square D_{\mu\nu}^0(x - y) = \delta(x - y) \delta_{\mu\nu}$ (где $\delta_{\mu\nu}$ — Кронекера символ, $\delta(x - y)$ — дельта-функция Дирака), получаем

$$\square D_{\mu\nu}(x, y) + \Pi D_{\mu\nu}(x, y) = \delta(x - y) \delta_{\mu\nu}. \quad (2)$$

Здесь Π — поляризац. оператор, к-рый, используя символич. форму записи, можно представить в виде

$$\Pi = ie[\gamma GGG] D^{-1},$$

причём D^{-1} — оператор, обратный к D ($D^{-1}D=1$).

Ур-ние (2) является обобщением дифференциального уравнения для D^0 на случай учёта квантового взаимодей-

ствия между полями. Из интегро-дифференциальных уравнений для пропагаторов можно получить соответствующие однородные уравнения для операторов взаимодействующих полей. Напр., из уравнения (2) следует

$$\square A_\nu(x) + \Pi A_\nu(x) = 0.$$

С распространением квантовополевых методов Д. у. стали использоваться в квантовой статистич. физике, теории турбулентности и нек-рых др. областях теоретич. физики.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, § 38.

Д. В. Ширков.

Д'АЛАМБЕРА ОПЕРАТОР — дифференциальный оператор

$$\square \equiv \Delta - c^{-2}(\partial^2/\partial t^2),$$

где Δ — Лапласа оператор, c — постоянная. Назван по имени Ж. Д'Аламбера (J. D'Alembert). Д. о. наз. также д а л а м б е р т и а н о м или волновым оператором, т. к. с его помощью удобно записывать волновое уравнение. Рассматривают также обобщённый Д. о.

$$\square \equiv \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\sqrt{-g} g^{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial x_\beta} \right),$$

где $g^{\alpha\beta}$ — метрич. тензор, g — детерминант соответствующей ему матрицы.

С. В. Молодцов.

Д'АЛАМБЕРА ПРИНЦИП — один из осн. принципов динамики, согласно к-рому приложенные к точкам материальной системы «задаваемые» (активные) силы могут быть разложены на «движущие» силы, т. е. силы, сообщающие точкам системы ускорения, и на «потерянные» силы, к-рые уравниваются противодействиями (реакциями) связей. Назван по имени Ж. Д'Аламбера. Д. п. широко применяется для решения задач динамики несвободных систем тел (механизмы, машины и т. п.).

Для свободной материальной точки задаваемая сила F равна движущей силе mw , где m — масса точки, w — полученное ею ускорение. Существенно новым в Д. п. является указание на то, что для несвободной точки (см. Связи механические) задаваемая сила не равна движущей и что для каждой i -й точки несвободной системы

$$F_i = m_i w_i + P_i, \quad (1)$$

где P_i — потерянная сила. Т. к. потерянная сила уравнивается реакцией связи N_i , то $P_i + N_i = 0$ или $P_i = -N_i$. Тогда уравнениям (1) можно придать вид

$$F_i + N_i - m_i w_i = 0. \quad (2)$$

В дальнейшем (нач. 19 в.) величину $J_i = -m_i w_i$ стали именовать силой инерции материальной точки и представлять уравнения (2) в виде

$$F_i + N_i + J_i = 0. \quad (3)$$

Равенства (3) приводят к другой формулировке Д. п.: если к действующим на точки материальной системы заданным (активным) силам и реакциям связей присоединить соответствующие силы инерции, то полученная система сил будет находиться в равновесии и к ней будут применимы все уравнения статики. В этой форме Д. п. представляет основу кинестатики — раздела механики, к-ром излагаются приёмы решения динамич. задач сравнительно простыми методами статики и к-рый нашёл поэтому важные применения в разл. областях техники, особенно в теории механизмов и машин.

Другой метод решения задач динамики несвободных систем, исключающий из рассмотрения неизвестные реакции связей, вытекает из Д'Аламбера — Лагранжа принципа.

Лит. см. при ст. Механика.

С. М. Тарг.

Д'АЛАМБЕРА УРАВНЕНИЕ — неоднородное волновое уравнение $\Delta\psi - c^{-2}\partial^2\psi/\partial t^2 = f(r, t)$. В случае одной пространств. координаты это уравнение описывает малые