

Осн. ф-ла M . р. имеет вид

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha_{\text{эл}}, \quad (*)$$

где M — молекулярная масса вещества, ρ — его плотность, N_A — Авогадро постоянная. Ф-ла (*) является эквивалентом Лоренца — Лоренца формулы (с теми же ограничениями на применимость), но во мн. случаях более удобна для практич. приложений. Часто M . р. можно представить как сумму «рефракций» атомов или групп атомов, составляющих молекулу сложного вещества, или их связей в такой молекуле. Напр., M . р. предельного углеводорода $C_n H_{2n+2}$ равна $kRC + (2k+2)RH$ ($k=1, 2, \dots$). Это важное свойство M . р. — аддитивность — позволяет успешно применять рефрактометрич. методы для исследования структуры соединений, определения дипольных моментов молекул, изучения водородных связей, определения состава смесей и для др. физ.-хим. задач.

Лит.: Волькенштейн М. В., Молекулы и их строение, М.—Л., 1955; Иоффе Б. В., Рефрактометрические методы химии, 3 изд., Л., 1983; см. также лит. при ст. Лоренца — Лоренца формула.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА — раздел физики, в к-ром изучаются физ. свойства тел на основе рассмотрения их молекулярного строения. Задачи M . ф. решаются методами физ. статистики, термодинамики и физ. кинетики, они связаны с изучением движения и взаимодействия частиц (атомов, молекул, ионов), составляющих физ. тела.

Первым сформировавшимся разделом M . ф. была кинетич. теория газов. В процессе её развития работами Дж. К. Максвелла (J. K. Maxwell, 1858—60), Л. Больцмана (L. Boltzmann, 1868), Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs, 1871—1902) была создана классич. статистич. физика.

Количеств. представления о взаимодействии молекул (молекулярных силах) начали развиваться в теории капиллярных явлений. Классич. работы в этой области А. К. Клеро (A. C. Clairaut, 1743), П. С. Лапласа (P. S. Laplace, 1806), Т. Юнга (Th. Young, 1805), С. Д. Пуассона (S. D. Poisson), К. Ф. Гаусса (C. F. Gauss, 1830—31), Гиббса (1874—78), И. С. Громеки (1879, 1886) и др. положили начало теории поверхностных явлений. Межмолекулярные взаимодействия были учтены Й. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals, 1873) при объяснении физ. свойств реальных газов и жидкостей.

В нач. 20 в. M . ф. вступила в новый этап развития. В работах Ж. Б. Перрена (J. B. Perrin) и Т. Сведберга (Th. Svedberg, 1906), М. Сمولуховского (M. Smoluchowski) и А. Эйнштейна (1904—06), посвящённых броуновскому движению микрочастиц, были получены доказательства реальности существования молекул. Методами рентг. структурного анализа (а впоследствии методами электронографии и нейтронографии) были изучены структура твёрдых тел и жидкостей и её изменения при фазовых переходах и изменении темп-ры, давления и др. характеристик. Учение о межатомных взаимодействиях на основе представлений квантовой механики получило развитие в работах М. Борна (M. Born), Ф. Лондона (F. London) и В. Гайтлера (W. Heitler), а также П. Дебая (P. Debye). Теория переходов из одного агрегатного состояния в другое, намеченная Ван-дер-Ваальсом и У. Томсоном (W. Thomson) и развитая в работах Гиббса (кон. 19 в.), Л. Д. Ландау и М. Фольмера (M. Volmer, 30-е гг. 20 в.) и их последователей, превратилась в совр. теорию образования фазы — важный самостоятельный раздел M . ф. Объединение статистич. методов с совр. представлениями о структуре вещества в работах Я. И. Френкеля, Г. Эйринга (H. Eyring, 1935—36), Дж. Д. Бернала (J. D. Bernal) и др. привело к M . ф. жидких и твёрдых тел.

Круг вопросов, охватываемых M . ф., очень широк. В ней рассматриваются: строение веществ и его изменение под влиянием внеш. факторов (давления, темп-ры, электрич. и магн. полей), явления переноса (диффузия,

теплопроводность, вязкость), фазовое равновесие и процессы фазовых переходов (кристаллизация, плавление, испарение, конденсация и др.), критич. состояние вещества, поверхностные явления на границах раздела фаз.

Развитие M . ф. привело к выделению из неё самостоят. разделов: статистич. физики, физ. кинетики, физики твёрдого тела, физ. химии, молекулярной биологии. На основе общих теоретич. представлений M . ф. получили развитие физика металлов, физика полимеров, физика плазмы, кристаллофизика, физико-химия дисперсных систем и поверхностных явлений, теория массового и теплопереноса, физико-хим. механика. При всём различии объектов и методов исследования здесь сохраняется, однако, гл. идея M . ф. — описание макроскопич. свойств вещества на основе микроскопич. (молекулярной) картины его строения.

Лит.: Кикоин А. К., Кикоин И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976; Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Дерягин Б. В., Чураев Н. В., Муллер В. М., Поверхностные силы, М., 1985. П. А. Ребиндер, Б. В. Дерягин, Н. В. Чураев.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭПИТАКСИЯ — см. в ст. Эпитаксия.

МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОЛЕ — эффективное магн. поле H^* в магнетике, создаваемое магнитными моментами намагниченного вещества:

$$H^* = \lambda M \quad (1)$$

(M — намагниченность вещества, λ — постоянная М. п.). Соотношение (1) было введено П. Э. Вейсом (P. E. Weiss, 1907) в его теории магнетизма (ферромагнетизма); известны также более ранние работы Б. Л. Розинга (1892) в этом направлении.

Введение М. п. соответствует замене парного взаимодействия магн. моментов взаимодействием магн. момента с нек-рым ср. магн. полем, создаваемым остальными моментами. В обобщённом смысле термин «М. п.» (часто употребляется термин «ср. поле») имеет гораздо более широкое значение и используется во мн. разделах совр. физики как простейшее приближение для описания системы взаимодействующих частиц (см. Среднего поля приближение).

Для получения осн. ур-ния теории М. п. подставляют H^* в выражение для намагниченности парамагнетика во внеш. магн. поле H :

$$M = N g \mu_B J B_J(x), \quad x = g \mu_B J (H + \lambda M) / kT, \quad (2)$$

где J — полный момент магн. иона, N — число магн. ионов, μ_B — магнетон Бора, g — Ланде множитель, $B_J(x)$ — ф-ция Бриллюэна (см. Ланде множитель). Ф-ла (2) представляет собой трансцендентное ур-ние для намагниченности M и имеет нетривиальные решения $M \neq 0$ при $T < T_c$, где T_c — критич. темп-ра, определяющая Кюри точку ферромагнетика.

Выше точки Кюри ферромагнетик становится парамагнетиком с магн. восприимчивостью $\chi(T) = M/H$, где M соответствует решению ур-ния (2) при $T > T_c$. Согласно Кюри закону, для парамагнетиков $\chi = \chi_k = C/T$, где $C = N g^2 \mu_B^2 J(J+1) / 3k$ — постоянная Кюри. В теории М. п. $M = \chi_k (H + H^*) = \chi_k (H + \lambda M)$, $M = \chi_k H / (1 - \lambda \chi_k)$, откуда

$$\chi = M/H = \chi_k / (1 - \lambda \chi_k) = C / (T - \theta). \quad (3)$$

Ф-ла (3) выражает Кюри — Вейса закон — зависимость магн. восприимчивости парамагнетиков от темп-ры в условиях взаимодействия магн. моментов. Здесь $\theta = \lambda C$ — парамагн. темп-ра Кюри, к-рая, вообще говоря, не совпадает с T_c из-за отклонений χ от закона Кюри — Вейса при приближении к T_c . Величина λ определяется ф-лой

$$\lambda = \theta / C = 3kT_c / [N g^2 \mu_B^2 J(J+1)]. \quad (4) \quad 195$$