

ней энергии молекулы сначала обычно решают уравнение Шрёдингера для электронов при некоторой фиксированной конфигурации ядер, а затем находят решение уравнения Шрёдингера для ядер. Другое важное следствие из Б.—О. т.— возможность рассмотрения потенциальной энергии молекулы как функции координат ядер. На этом методе основана современная теория колебаний многоатомных молекул, использующая гармонич. приближение и аппарат малых колебаний, модель атом-атомных потенциальных функций и ряд др. классич. подходов (см. *Межатомное взаимодействие*).

Б.—О. т. иногда наз. *адиабатическим приближением* в применении к молекулам.

Лит. см. при ст. *Молекула, Квантовая химия.*

В. Г. Дашевский.

БОРНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ в квантовой механике и квантовой теории поля — приближённый метод вычисления амплитуд упругого рассеяния и неупругого взаимодействия микрочастиц в рамках возмущенной теории в первом приближении по потенциалу взаимодействия. Метод сформулирован М. Борном (M. Born) в 1926. Применимость Б. п. для короткодействующих потенциалов определяется условием $UR/\hbar v \ll 1$, где R — размер области действия потенциала, v — относит. скорость рассеиваемых частиц, \bar{U} — ср. значение потенциала (в случае квантовой теории поля — энергии взаимодействия) в области с размером $\sim R$. Это условие означает, что время $\sim R/v$, к-рое частицы проводят в области взаимодействия, мало по сравнению со временем $\sim \hbar/U$, за к-рое взаимодействие успевает сильно изменить состояние частиц. Для кулоновского поля Б. п. справедливо при условии $Z\alpha/\hbar v \ll 1$, где Z — ат. номер, $\alpha \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Это означает, что скорость v частиц должна превышать скорость $v_k = Z\alpha/\hbar$ движения электрона на первой борновской орбите. Б. п. лучше выполняется при больших скоростях частиц. При произвольных v оно справедливо, если $|U(R)| \ll \hbar^2/mR^2$.

В нерелятивистской квантовой механике при справедливости Б. п. амплитуда упругого рассеяния действительна и равна

$$f = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int U(r) e^{-ikr} dV,$$

где $\hbar k = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f$ — изменение импульса в процессе рассеяния, \mathbf{p}_i и \mathbf{p}_f — импульсы рассеиваемых частиц до и после рассеяния, m — масса рассеиваемой частицы, $U(r)$ — потенциал взаимодействия (dV — элемент объёма).

Поскольку в общем случае амплитуда рассеяния является комплексной величиной, её действительность в Б. п. означает, что фазы рассеяния δ_l в состоянии с орбитальным квантовым числом l должны быть малы. Для них в Б. п. справедливо выражение:

$$\delta_l = -\frac{\pi m}{\hbar} \int_0^\infty U(r) [J_{l+1/2}(kr)]^2 r dr,$$

где $J_{l+1/2}$ — Бесселя функция (см. *Цилиндрические функции*).

Б. п. широко используется при анализе упругого и неупругого рассеяния и служит осн. методом извлечения информации о *формфакторах* элементарных частиц, атомов и атомных ядер.

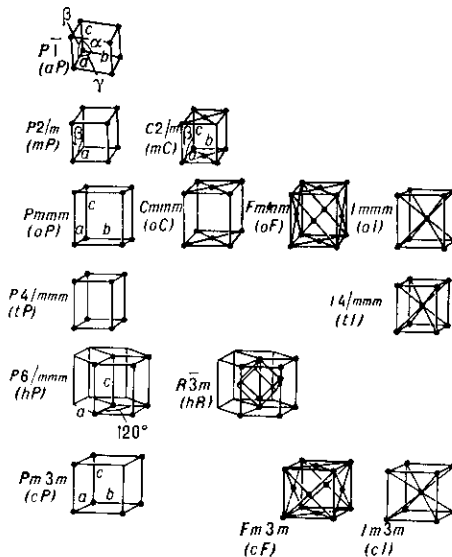
БРАВЕ РЕШЁТКИ — классификация решёток параллельных переносов, учитывающая как их точечную, так и параллельно-переносную симметрию. Всего существует 14 типов Б. р., названных по имени О. Браве (A. Bravais), строго обосновавшего эту классификацию. Решёткой наз. совокупность точек пространства (узлов) с целочисленными координатами относительно фиксированной системы координат, построенной на трёх базисных векторах $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$ — осн. репере решётки. Решётка однозначно определяется осн. репером, однако осн. репер в данной решётке может быть выбран бес-

конечным числом способов и его связь с точечной группой симметрии решётки — её голоэдрией — не всегда явно видна. Поэтому для представления решёток используют репер Браве — систему координат, построенную на векторах решётки, совпадающих с наиб. симметричными в данной голоэдрии направлениями. Выбор таких векторов может быть неоднозначным и существуют дополнит. правила: сначала выбираются векторы, совпадающие с осями симметрии, затем — самые короткие векторы, не образующие острых

Сингония	Параметры репера Браве	Обозначения Браве решёток	
		международные	физические
Триклинная	$a, b, c; \alpha, \beta, \gamma$ — любые	aP	Γ_f
Моноклинные	$a, b, c; \alpha = \gamma, \beta \neq 90^\circ$	mP, mC	Γ_m, Γ_m^b
Ромбическая	$a, b, c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	oP, oC, oF, oI	$\Gamma_o, \Gamma_o^b, \Gamma_o^c, \Gamma_o^f$
Ромбоэдрическая	$a = b, c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	hR	Γ_{rh}
Тетрагональная	$a = b, c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	tP, tI	Γ_q, Γ_q^v
Гексагональная	$a = b, c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	hP	Γ_h
Кубическая	$a = b = c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	cP, cF, cI	$\Gamma_c, \Gamma_c^f, \Gamma_c^v$

углов между собой. Параметры реперов Браве (длины a, b, c , его векторов и углы α, β, γ между векторами b и c, a и c, a и b соответственно) в каждой из 7 сингоний (совокупностей решёток с одинаковой голоэдрией) имеют ограничения, указанные в табл., в к-рой также приведены обозначения всех Б. р., распределённые по соответств. сингониям.

Параллелепипед, построенный на репере Браве, наз. параллелепипедом Браве. Если узлы решётки находятся только в вершинах параллелепипеда Браве, то он и соответствующая ему решётка наз. *примитивными* (P -решётки). В нек-рых решётках в параллелепипеде Браве попададут дополнит. узлы. Такие параллелепипеды (и решётки) возможны 4 сортов: 1) базоцентрированные C или бокоцентрированные $B(A)$ — дополнит. узлы в центрах граней, построенных на векторах



\mathbf{a} и \mathbf{b}, \mathbf{a} и \mathbf{c}, \mathbf{b} и \mathbf{c} соответственно и на параллельных им гранях; 2) дважды центрированные гексагональные (ромбоэдрические) R — дополнит. узлы на главной диагонали параллелепипеда Браве в точках с координатами $2/3, 1/3, 1/3$ и $1/3, 2/3, 2/3$; 3) гранецентрированные