что G действует на X транзитивно. Сама О. также является однородным пространством.

Понятие О. существенно в теории *калибровочных полей*, где возникает необходимость фиксировать калибровку, т. е. выделять по одному представителю из О. каждой точки относительно группы калибровочных преобразований. *С. И. Азаков.*

ОРБИТА́ЛЬ — ф-ция пространственных переменных одного электрона, имеющая смысл волновой ф-ции электрона, находящегося в поле атомного или молекулярного остова. Если такая ф-ция учитывает спин электрона, то она наз. спин-О. Подробнее см. *Молекулярная орбиталь.*

ОРБИТА́ЛЬНОЕ КВА́НТОВОЕ ЧИСЛО́ (азимутальное квантовое число) — *квантовое число* l, определяющее величину орбитального момента кол-ва движения (момента импульса) L микрочастицы в сферически-симметричном поле: $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$, где $l = 0, 1, 2, 3,\ldots$ Проекция L_z на произвольно выбранное направление (ось z) также квантуется: $L_z = m\hbar$, где $m = l, l-1,\ldots, -l$ — *магнитное квантовое число*, принимающее $2l+1$ значений.

О. к. ч. определяет кратность вырождения уровней энергии, к-рая равна $2l+1$. В чисто кулоновском поле существует дополнит. (водородное) вырождение: энергия состояния не зависит от l. О. к. ч. целиком определяет чётность состояния: состояние с положит. значением множителя $(-1)^l$ наз. чётным, с отрицательным — нечётным. Принято обозначать состояния, соответствующие значениям $l = 0, 1, 2, 3,\ldots$, буквами латинского алфавита $s, p, d, f,\ldots$ Электрич. и магн. мультипольные переходы происходят при изменении квантовых чисел l и m в соответствии с *отбора правилами*. Для системы, состоящей из i невзаимодействующих частиц, полный орбитальный момент системы в сферически-симметричном поле определяется по правилу сложения угл. моментов суммой $\boldsymbol{L} = \sum_i \boldsymbol{l}_i$, а чётность состояния — арифметич. суммой $\sum_i l_i$. *В. П. Шевелько.*

ОРБИТА́ЛЬНЫЙ МОМЕ́НТ (момент количества движения) — динамич. характеристика движения частицы или механич. системы, связанная с вращением. В классич. механике О. м. системы частиц (материальных точек) относительно центра O равен

$$\boldsymbol{L} = \sum_\alpha [\boldsymbol{r}_\alpha \boldsymbol{p}_\alpha], \tag{1}$$

где индекс α нумерует частицы, $\boldsymbol{r}_\alpha$ и $\boldsymbol{p}_\alpha = m_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha$ — радиус-вектор (проведённый из начала координат O) и импульс α-й частицы (m_α, $\boldsymbol{v}_\alpha$ — масса и скорость частицы). Из изотропии пространства следует, что при произвольном движении замкнутой системы вектор $\boldsymbol{L}$ сохраняется по величине и направлению (закон сохранения момента). Значение О. м. зависит, вообще говоря, от выбора начала координат. А именно, при сдвиге на вектор $\boldsymbol{a}$ ($\boldsymbol{r}_\alpha = \boldsymbol{r}'_\alpha + \boldsymbol{a}$) имеем

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{L}' + [\boldsymbol{a}\boldsymbol{P}], \tag{2}$$

где $\boldsymbol{P} = \sum_\alpha \boldsymbol{p}_\alpha$ — полный импульс системы. На законе сохранения О. м. эта неоднозначность не сказывается, т. к. у замкнутой системы полный импульс $\boldsymbol{P}$ также сохраняется. В этом случае, когда $\boldsymbol{P} = 0$ (т. е. система как целое покоится), её О. м. не зависит от выбора начала координат.

Компоненты О. м. имеют след. скобки Пуассона:

$$\{L_i, L_j\} = -e_{ijk} L_k, \tag{3}$$

где e_{ijk} — полностью антисимметричный тензор ($e_{123} = 1$; значения $i = 1,2,3$ соответствуют осям x, y, z). Для системы частиц, находящейся под действием внеш. сил, изменение О. м. во времени связано с полным моментом внеш. сил $\boldsymbol{N}$:

$$\frac{d\boldsymbol{L}}{dt} = \boldsymbol{N} = \sum_\alpha [\boldsymbol{r}_\alpha \boldsymbol{f}_\alpha], \tag{4}$$

где $\boldsymbol{f}_\alpha$ — сила, приложенная к α-й частице. В этой сумме должны учитываться только внеш. силы, т. к. сумма моментов всех сил, действующих внутри замкнутой системы, всегда равна нулю.

При переходе к квантовой механике переменные $\boldsymbol{r}_\alpha$, $\boldsymbol{p}_\alpha$ заменяются операторами $\hat{\boldsymbol{r}}_\alpha$, $\hat{\boldsymbol{p}}_\alpha$, причём $\hat{\boldsymbol{r}}_\alpha = \boldsymbol{r}_\alpha$, $\hat{\boldsymbol{p}}_\alpha = -i\hbar\nabla_\alpha$, где $\nabla_\alpha = (\partial/\partial x_\alpha, \partial/\partial y_\alpha, \partial/\partial z_\alpha)$, а О. м. — оператором $\hat{\boldsymbol{L}} = [\hat{\boldsymbol{r}}\ \hat{\boldsymbol{p}}]$. Соотношение (3) заменяется коммутатором

$$[\hat{L}_i, \hat{L}_j] = \hat{L}_i\hat{L}_j - \hat{L}_j\hat{L}_i = i\hbar e_{ijk}\hat{L}_k, \tag{5}$$

из к-рого следует, что разл. компоненты оператора О. м. $\hat{L}_i$ не коммутируют между собой и поэтому, в соответствии с общими принципами квантовой механики, компоненты момента L_i не являются одновременно измеримыми величинами (за исключением случая $\boldsymbol{L} = 0$, когда все компоненты О. м. также имеют нулевые значения). Поскольку $[\hat{\boldsymbol{L}}^2, \hat{L}_i] = 0$, то одновременно измеримы квадрат О. м. и одна из его компонент, в качестве к-рой обычно выбирают L_z. Возможные наблюдаемые значения этих величин совпадают с собств. значениями λ, μ соответствующих операторов и определяются из ур-ний

$$\hat{\boldsymbol{L}}^2\psi = -\hbar^2\left\{\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right\}\psi = \lambda\psi,$$

$$\hat{L}_z\psi = -i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial\varphi} = \mu\psi, \tag{6}$$

где θ и φ — углы в сферич. системе координат, причём φ — угол поворота вокруг оси z (ψ — собств. ф-ции операторов $\hat{\boldsymbol{L}}^2$ и $\hat{L}_z$, общие для обоих операторов). Однозначные и всюду ограниченные (на единичной сфере) решения этих ур-ний существуют только при

$$\lambda = l(l+1)\hbar^2, \quad \mu = m\hbar, \tag{7}$$

где l (т. н. орбитальное, или азимутальное, квантовое число) принимает значения $l = 0, 1, 2, 3,\ldots$, а m (магн. квантовое число) определяет величину проекции О. м. на ось z и принимает $2l+1$ значений: $m = l, l-1, \ldots, -l$, что даёт кратность вырождения уровней энергии с данным l, равную $2l+1$. Т. о., в квантовой механике возникает квантование О. м.

Решения ур-ния (6) совпадают со *сферическими функциями* $\psi = Y_{lm}$,

$$Y_{lm}(\theta,\varphi) = \mathrm{const}\cdot P_l^m(\cos\theta)e^{im\varphi}, \tag{8}$$

где P_l^m — присоединённые полиномы Лежандра. В простейших случаях $l = 0$ (S-состояние) и $l = 1$ (P-состояние) Y_{lm} выражаются след. образом:

$$Y_{00} = (4\pi)^{-1/2}, Y_{10} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2}\cos\theta,\ Y_{1,\pm1} = \\ = \mp\left(\frac{3}{8\pi}\right)^{1/2}\sin\theta e^{\pm i\varphi} \tag{8a}$$

[в литературе встречаются и др. определения Y_{lm}, отличающиеся от (8а) фазовыми множителями]. Сферич. ф-ции образуют ортонормированную систему:

$$\int Y^*_{lm} Y_{lm} d\Omega = \delta_{ll'}\delta_{mm}, \tag{9}$$

где $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла, а интегрирование ведётся по единичной сфере ($0 \leqslant \theta \leqslant \pi$, $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$), $\delta_{ll'}$ — символ Кронекера. Величина $|Y_{lm}(\theta,\varphi)|^2$ определяет угловую зависимость плотности вероятности пространственного распределения для частицы, находящейся в состоянии с квантовыми числами l, m.

О. м. и квантовое число l играют важную роль в классификации состояний квантовых систем. Электрон