уровни $j[K]_J$:

$$\frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}\right]_{0,1},\ \frac{3}{2}\left[\frac{1}{2}\right]_{0,1},\ \frac{1}{2}\left[\frac{3}{2}\right]_{1,2},\ \frac{3}{2}\left[\frac{3}{2}\right]_{1,2},\ \frac{3}{2}\left[\frac{5}{2}\right]_{2,3};$$

уровни $[j_1j_2]_J$:

$$\left[\frac{1}{2},\ \frac{1}{2}\right]_{0,1},\ \left[\frac{1}{2},\ \frac{3}{2}\right]_{1,2},\ \left[\frac{3}{2},\ \frac{1}{2}\right]_{1,2},\ \left[\frac{3}{2},\ \frac{3}{2}\right]_{0,1,2,3}.$$

Для химически устойчивых молекул, имеющих, как правило, чётное число электронов, характерны М. $2S+1=1$ для основного и $2S+1=1$ и $2S+1=3$ для возбуждённых состояний. *В. П. Шевелько.*

МУЛЬТИПЛЕТЫ частиц — группы элементарных частиц (дублеты, триплеты, октеты, декуплеты и др. объединения частиц с бо́льшим числом составляющих), обладающих одинаковым спином, а в случае, когда они образованы адронами, также и одинаковой внутр. чётностью. Частицы, входящие в М., как правило, имеют близкие по значению величины масс. Существование М. является отражением наличия определ. свойств симметрии у взаимодействий элементарных частиц. Математически симметрия проявляется в инвариантности (обычно приближённой) взаимодействий частиц относительно преобразований, принадлежащих тем или иным группам, напр. группе $SU(2)$ (группе *изотопической инвариантности*), группе $SU(3)$ (группе т. н. унитарной симметрии), группе $SU(2)_w$ (группе слабого изоспина) и др. Мультиплеты объединяют частицы, к-рые по своим трансформац. свойствам принадлежат одному из неприводимых представлений группы (отсюда точно фиксированное число частиц, входящих в М., зависящее от типа группы). Соответственно говорят об изотопич. мультиплетах, унитарных мультиплетах и т. п. Приближённый характер симметрии обусловливает различие масс частиц, входящих в М. Чем сильнее нарушена симметрия, тем больше отличаются по массам отд. компоненты М. В теории элементарных частиц обсуждаются симметрии (сильно нарушенные при небольших энергиях), отвечающие *великому объединению* взаимодействий. М., связанные с соответствующими группами [$SU(5)$, $SO(10)$ и др.], содержат в своём составе частицы, обладающие как сильным, так и электрослабым взаимодействиями. Массы частиц в таких М. могут различаться очень сильно. Обсуждается также существование (при очень высоких энергиях) *суперсимметрий*. Неприводимые представления групп, отвечающих суперсимметриям, описывают частицы разных спинов (целых и полуцелых). В этой связи можно говорить о супермультиплетах. Простейший супермультиплет такого типа содержит частицы со спином J (дважды), $J-{}^1/_2$, $J+{}^1/_2$. Эти частицы могут заметно различаться по массам. *А. А. Комар.*

МУЛЬТИПО́ЛИ (от лат. multum — много и греч. pólos — полюс) — определённые конфигурации точечных источников (зарядов). Простейшими примерами М. служат: точечный заряд — М. нулевого порядка; два противоположных по знаку заряда, равных по абс. величине,— диполь, или М. 1-го порядка; 4 одинаковых по абс. величине заряда, размещённых в вершинах параллелограмма, так что каждая его сторона соединяет заряды противоположного знака,— *квадруполь*, или М. 2-го порядка. Название М. включает обозначение числа зарядов (на греч. языке), образующих М., напр. октуполь (окту — 8) означает, что в состав этого М. входит 8 зарядов. Выделение таких конфигураций связано с описанием полей от сложных, ограниченных в пространстве систем источников. На больших расстояниях (для статич. полей, значительно превышающих размеры системы источников) поле от таких систем устроено относительно просто и может быть описано как суперпозиция полей нек-рого числа М. Это гл. физ. основание для введения понятия М. Осн. характеристика М.— мультипольный момент, к-рый позволяет однозначно связать поля М. с полями сложных систем источников на больших расстояниях. Эта связь приводит к упрощениям широкого класса задач, т. к. поля М. относительно просты в силу повыш. симметрии относительно вращений и перестановок зарядов мультипольных конфигураций.

Введение мультипольного момента основано на довольно простых соображениях, к-рые удобно проиллюстрировать на примере статич. электрич. полей, создаваемых системой точечных зарядов e_i. В системе координат с центром, расположенным где-нибудь внутри системы зарядов, положения зарядов характеризуются радиус-векторами $\boldsymbol{r}_i$(i — номер заряда). Потенциал этой системы зарядов в точке $\boldsymbol{R}$ определяется суммой потенциалов всех частиц:

$$\varphi(\boldsymbol{R})=\sum_i\frac{e_i}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{r}_i|}.$$

Если интересующая нас точка $\boldsymbol{R}$ значительно удалена от системы зарядов, т. е. $|\boldsymbol{r}_i|/|\boldsymbol{R}|\ll 1$, то потенциал можно разложить в *Тейлора ряд* по степеням этого отношения:

$$\varphi(\boldsymbol{R})=\varphi^{(0)}+\varphi^{(1)}+\ldots+\varphi^{(l)}+\ldots;$$

$$\varphi^{(l)}=\frac{1}{l!}\sum_i e_i r_{i\alpha_1} r_{i\alpha_2}\ldots r_{i\alpha_l}\frac{\partial^{(l)}}{\partial R_{\alpha_1}\partial R_{\alpha_2}\ldots\partial R_{\alpha_l}}\cdot\frac{1}{R},$$

где $\alpha_j=1,\ 2,\ 3$ — нумеруют компоненты соответствующих векторов; по повторяющимся α_j производится суммирование. Такое разложение потенциала наз. разложением по М. или мультипольным разложением. В нулевом приближении

$$\varphi(\boldsymbol{R})=\varphi^0=\frac{\sum_i e_i}{R},$$

т. е. $\varphi^{(0)}$ совпадает с потенциалом точечного заряда q, равного суммарному заряду системы. Величина $\sum_i e_i$ — мультипольный момент нулевого порядка — полностью определяет в этом приближении потенциал поля на больших расстояниях.

Следующий член разложения

$$\varphi^{(1)}=\sum_i e_i\boldsymbol{r}_i\frac{\boldsymbol{n}}{R^2}.$$

Здесь $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, направленный вдоль $\boldsymbol{R}$. Величина $\boldsymbol{d}=\sum_i e_i\boldsymbol{r}_i$, определяющая (если $q=0$) потенциал в 1-м порядке, наз. *дипольным моментом* системы зарядов или мультипольным моментом 1-го порядка. Т. о., характеризуя потенциал (или поле) в 1-м порядке, можно заменить систему зарядов точечным зарядом q и диполем с дипольным моментом $\boldsymbol{d}$. След. член разложения $\varphi^{(2)}$ после нек-рых преобразований записывается в виде

$$\varphi^{(2)}=\frac{D_{\alpha\beta}n_\alpha n_\beta}{2R^3},$$

где $D_{\alpha\beta}=\sum_i e_i(3r_{i\alpha}r_{i\beta}-|\boldsymbol{r}_i|^2\delta_{\alpha\beta})$ (или $Q_{\alpha\beta}=D_{\alpha\beta}/6$) наз. *квадрупольным моментом* системы зарядов ($\delta_{\alpha\beta}$ — *Кронекера символ*).

Общий член разложения потенциала определяется неприводимым тензором l-го ранга

$$d_{\alpha_1\alpha_2\ldots\alpha_l}=\sum_i e_i r_{i\alpha_1}r_{i\alpha_2}\ldots r_{i\alpha_l},$$

к-рый наз. 2^l-польным моментом системы зарядов, l — порядок М. Тензор 2^l-польного момента симметричен по всем индексам и обращается в нуль при свёртывании по любой паре индексов. Общий член раз-