

магн. взаимодействий, что чаще всего имеет место, орбитальные моменты отд. электронов  $M_{li}$  складываются в полный орбитальный момент  $M_L = \sum_i M_{li}$ ,

а их спиновые моменты  $M_{si}$  в полный спиновый момент  $M_S = \sum_i M_{si}$ ; затем сложение  $M_L$  и  $M_S$  даёт

полный момент атома:  $M_J = M_L + M_S$ . Уровни энергии характеризуются значениями квантовых чисел  $L$ ,  $S$  и  $J$ , определяющих величины соответствующих моментов. Квантовое число  $J$  сохраняет свой смысл и при др. схемах связи, когда в соответствии с величинами взаимодействий моменты следует складывать в др. последовательности [в частности, в случае  $jj$ -связи  $M_{li} + M_{si} = M_{ji}$ ,  $\sum_i M_{ji} = M_J$ ; этот случай имеет

место, когда магн. взаимодействия много больше электростатических].  $J$  определяет величину полного момента атома независимо от схемы связи, и для него имеет место правило отбора  $\Delta J = 0, \pm 1$ .

При нормальной связи квантовое число  $S$ , определяющее величину полного спинового момента атома  $S$ , принимает целые значения  $S = 0, 1, 2, \dots$ , если атом содержит чётное число электронов, и полуцелые значения  $S = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$ , если атом содержит нечётное число электронов. Величина  $\kappa = 2S + 1$  определяет *мультиплетность* уровней энергии атома и играет важную роль в систематике А. з.

Уровни энергии атомов принято обозначать (в случае нормальной связи) символами  ${}^{\kappa}L_J$ , где значения  $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots$  указываются прописными буквами  $S, P, D, F, G, H, J, L, \dots$  соответственно. Так,  ${}^3D_2$  обозначает уровень с  $L=2, S=1$  ( $\kappa=2S+1=3$ ) и  $J=2$ ;  ${}^1S_0$  — уровень с  $L=0, S=0$  ( $\kappa=2S+1=0$ ) и  $J=0$ . Нечётные уровни (см. *Чётность уровня*) обозначают индексом  $^{\circ}$ , напр.  ${}^2P_{1/2}^{\circ}$  (нечётный уровень с  $L=1, S=1/2, J=1/2$ ).

Для более подробной характеристики уровня перед символом  ${}^{\kappa}L_J$  указывают электронную конфигурацию (см. *Атом*), напр. для атома He уровень  ${}^3S_1$ , возникающий из конфигурации  $1s 2s$ , обозначается как  $1s 2s {}^3S_1$  ( $L=0, S=s_1 | s_2=1, J=1$ ). Для одноэлектронного атома полная запись будет  $n l {}^2L_J$  и сокращённо пишут просто  $n {}^2L_J$ , напр. для осн. уровня атома водорода  $1^2S_{1/2}$  ( $n=1, L=0, S=J=1/2$ ) вместо  $1s {}^2S_{1/2}$ .

Лит.: Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров, пер. с англ., М., 1949; Ельяшев М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Фриш С. Э., Оптические спектры атомов, М.—Л., 1963; Соболев И. И., Введение в теорию атомных спектров, 12 изд., М., 1977; Progress in atomic spectroscopy, pt. A, B, N. Y., 1978—79. М. А. Ельяшев.

**АТОМНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ** — см. *Столкновения атомные*.

**АТОМНЫЙ ВЕС** — термин, употреблявшийся ранее вместо термина *атомная масса*.

**АТОМНЫЙ ЗОНД** — микроанализатор с пространственным разрешением порядка размера атома, представляющий собой полевой ионный микроскоп (*ионный проектор*) в сочетании с *масс-спектрометром*. Полевой ионный микроскоп визуализирует поверхность проводящего кристалла с атомным разрешением. Далее выбранный для исследования атом (или атомы) удаляется с поверхности, ионизуется за счёт полевого испарения или *десорбции полем*, а затем направляется в масс-спектрометр для идентификации. А. з. выявляет не только массу, но и кратность анализируемого заряда. Существует неск. типов А. з.

Первый А. з. был построен Э. Мюллером (E. W. Müller) с сотрудниками (1968). Это был узкоапертурный А. з. с анализом ионов по времени пролёта (т. н. в р е м я п р о л ё т н ы й А. з.). В этом приборе экран полевого ионного микроскопа имеет небольшое зондовое отверстие, на к-рое с помощью механич. системы наводится изображение выбранного оператором анализируемого атома. Затем короткий высоковольтный

импульс напряжения  $V_{имп.}$  складывающийся со стационарным напряжением  $V_0$ , создающим изображение, производит полевое испарение (или десорбцию) атомов поверхности, и в т. ч. выбранного атома. Все образовавшиеся ионы с зарядом  $ne$  приобретают полную кинетич. энергию  $neV_{исп.} = ne(V_0 + V_{имп.})$  уже у самого острия полевого ионного микроскопа. После прохождения зондового отверстия в катод ион с массой  $M$  движется с постоянной скоростью  $v = (2neV_{исп.}/M)^{1/2}$  по дрейфовому пространству длиной  $l$  и регистрируется в конце дрейфа детектором. Время  $t$  пролёта иона, зависящее от отношения массы к его заряду, определяется как  $t = l/v = l/(2neV_{исп.}/M)^{1/2}$ . Отсюда идентифицируемое отношение массы к заряду:  $M/ne = 2V_{исп.} t^2/l^2$ . В дальнейшем времяпролётный А. з. был усовершенствован: для увеличения яркости полевого ионного изображения стали использовать микроканальные электронно-ионные умножители. В пространстве дрейфа располагали тороидальную электростатич. систему, отклоняющую траектории ионов почти назад (на  $163,2^\circ$ ) и фокусирующую затем ионы, возникшие на объекте с нек-рым разбросом скоростей, в групповые пакеты ионов одного сорта на приёмной микроканальной пластине. Такой А. з. надёжно обеспечивает масс-спектрометрич. разрешение  $\Delta M/M = 1/1000$  (на полувысоте пика). Этого достаточно для определения гидридных ионов и разл. изотопов любых элементов. Времяпролётный А. з. позволяет одновременно наблюдать полный спектр (любые массы) от избранного участка объекта. Однако для обеспечения высокого масс-спектрометрич. разрешения этого прибора необходим крайне короткий ( $\sim 10$  нс) ионизирующий импульс с крутыми фронтами, что затрудняет применение нек-рых объектов исследования, напр. высокоомных полупроводников. Замена в А. з. времяпролётного масс-спектрометра статическим магнитным (т. н. м а г н и т н ы й А. з.) сняла жёсткие требования к ионизирующему импульсу (в практике такой прибор может работать и в стационарном режиме). Тем самым стало возможным изучение полупроводников. Магн. А. з. характеризуется высоким разрешением по массам. Однако он не позволяет в одном опыте просмотреть все возможные массы, а требует настройки на определ. участок спектра.

Узкоапертурный А. з. в состоянии анализировать одновременно лишь малую область объекта. Это ограничение снимает ш и р о к о у г о л ь н ы й времяпролётный А. з., в к-ром в качестве детектора ионов используется вогнутая сферическая микроканальная пластина, а острей-объект помещается в центр кривизны пластины. Все ионы, возникающие на исследуемой поверхности, проходят одинаковое расстояние до детектора, разделяясь во время дрейфа на пакеты в соответствии с отношением заряда к массе. Широкоугольный А. з. позволяет выявлять эффекты анизотропии и др. непрямые локальные эффекты.

Если ввести в электрич. цепи А. з. блоки, запирающие детектор и открывающие его лишь на краткий момент прихода ионов с заданным отношением  $ne/M$ , а также регулирующие время отпирания детектора, то можно выбирать сорт регистрируемых ионов. Тем самым вид ионов в этом приборе задаётся заранее, а на экране наблюдают кристаллографич. анизотропию рождения ионов. Это т. н. и з о б р а ж а ю щ и й А. з.

В А. з. с лазерной подсветкой энергетич. добавка, необходимая для полевого испарения, вносится за счёт короткого лазерного импульса, облучающего объект. Крутые фронты светового импульса не искажаются при подаче на объект и не зависят от его электрич. сопротивления. Поэтому достигается вдвое-втрое большее разрешение по массам. Таким А. з. можно исследовать полупроводники и даже диэлектрич. слои на проводящей поверхности.

А. з. применяются в тех задачах физ. эксперимента, когда атомное разрешение необходимо дополнить идеп-