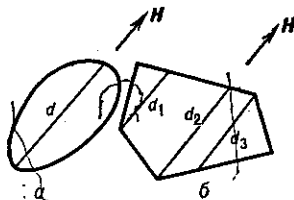


поверхности проводника. В поликристаллах амплитуда О. З. уменьшается за счёт усреднения по различным кристаллографич. ориентациям кристаллитов, а период О. З. определяется абс. экстремумом $\partial S/\partial p_H$ при

Рис. 2. Поперечные сечения овальной (а) и угранённой (б) проволоки; осцилляции Зондгаймера формируют электроны, дрейфующие вдоль экстремальной хорды d и вдоль хорд излома d_1, d_2, d_3 , параллельных H .



всевозможных ориентациях H . Исключением являются лишь щелочные металлы, ФП к-рых близка к сфере. В этом случае амплитуды О. З. в монокристаллах практически не различимы.

О. З. впервые наблюдались в тонких ($d \ll l$) проволоках Вi. Они используются для уточнения энергетич. спектра электронов проводимости. Возможность разделить вклады в О. З. электронов с близкими характеристиками при $r \ll d$ позволяет изучать локальные изменения геометрии ФП, вызванные, напр., давлением.

При распространении звуковых или эл.-магн. волн сквозь тонкий проводник О. З. наблюдаются даже в тех случаях, когда размерный эффект в статич. электропроводности отсутствует. В условиях аномального скин-эффекта О. З. могут быть усилены за счёт возникновения слабозатухающих волн.

Лит.: Reuter G., Sondheimer E., The theory of the anomalous skin effect in metals, «Proc. Roy. Soc.», 1948, v. A195, p. 336; Sondheimer E., The influence of a transverse magnetic field on the conductivity of thin metallic films, «Phys. Rev.», 1950, v. 80, p. 401; Babiskin J., Siebenmann P., New type of oscillatory magnetoresistance in metals, «Phys. Rev.», 1957, v. 107, p. 1249; см. также лит. при ст. Размерные эффекты. В. Г. Песчанский.

ОСЬ АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА — выделенное направление в антиферромагнетике, коллинеарно к-рому направлены намагниченности магн. подрешёток в осн. состоянии. Направление О. а. в кристалле определяется энергией магн. анизотропии. В кристаллах высокой симметрии может существовать неск. О. а. (см. Антиферромагнетизм).

ОСЬ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ — направление в кристалле, в к-ром ориентирован вектор намагниченности M магн. домена в отсутствие внеш. магн. поля H при термодинамич. равновесии. О. л. н. определяют из условия минимума энергии магнитной анизотропии (МА). Направление, в к-ром энергия МА максимальна, наз. осью трудного намагничивания. О. л. н. является двусторонней, т. е. вектор M может быть ориентирован вдоль оси как в положительн., так и в отрицат. направлении. В кристаллах достаточно высокой симметрии может быть неск. эквивалентных О. л. н. (так, в кристаллах кубич. сингонии имеются три эквивалентные О. л. н. — трёхосная анизотропия). Кроме того, могут быть неэквивалентные О. л. н. Для гексагональных, тетрагональных и ромбоэдрич. кристаллов часто используют термины «лёгкая ось» и «лёгкая плоскость» (M лежит в базисной плоскости), поскольку анизотропия четвёртого и шестого порядков в базисной плоскости обычно мала.

Количественной характеристикой «трудности» намагничивания является поле анизотропии H_A — значение поля H , при к-ром намагниченность достигает насыщения в трудном направлении. В магнитно-жестких редкоземельных соединениях H_A достигает 10^6 — 10^8 Э.

Существование О. л. н. может быть обусловлено диполь-дипольным взаимодействием или анизотропией электрич. поля кристалла, ориентирующего орбитальные моменты электронов относительно кристаллографич. осей. Спин-орбитальное взаимодействие стремится расположить спиновые моменты коллинеарно орбитальным. В случае незамороженных орбитальных моментов (ред-

коземельные элементы) энергия МА определяется непосредственно *внутрикристаллическим полем*. При «замороженных» орбитальных моментах (в магнетиках, в к-рых ионы имеют недостроенные электронные d -оболочки) она связана и с величиной спин-орбитального взаимодействия.

В нек-рых магнетиках, обладающих сложной магнитной атомной структурой, направление О. л. н. может изменяться с темп-рой. Так, напр., в соединениях RCo_5 (R — редкоземельный металл) наблюдаются т. н. ориентационные фазовые переходы, при к-рых О. л. н. выходит из плоскости базиса и располагается по гексаго-

Оси лёгкого намагничивания некоторых 3d- и 4f-магнитных металлов

Сингония	Кубическая	Гексагональная		
		Co, Gd, Er, Tm	Tb, Ho	Dy
Металл . . .	Fe, Ni	[0001], т. е. ось c	[2130] ось b	[1010] ось a
О. л. н. . . .	[100] [111]			

нальной оси c . Этот эффект связан с конкуренцией констант анизотропии магн. подрешёток Co и редкоземельного металла.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1974; Криччик Г. С., Физика магнитных явлений, 2 изд., М., 1985, с. 154; Современная кристаллография, т. 4 — Физические свойства кристаллов, М., 1981. Ю. П. Иркин.

ОТБОРА ПРАВИЛА — устанавливают допустимые квантовые переходы между уровнями энергии квантовой системы (атома, молекулы, кристалла, атомного ядра, элементарной частицы) при наложении на неё внеш. возмущений. Если состояния системы характеризуются с помощью квантовых чисел, то О. п. определяют их возможные изменения при квантовых переходах рассматриваемого типа. Математически О. п. определяют отличные от нуля матричные элементы гамилтониана возмущённой системы в базисе собств. ф-ций невозмущённой системы и являются следствием инвариантности гамилтониана (или лагранжиана) относительно преобразований группы симметрии системы и соответствующих сохранения законов. В частности, О. п. для электрич. дипольных переходов в атоме или молекуле определяют ненулевые матричные элементы оператора взаимодействия дипольного момента системы μ с электрич. вектором E эл.-магн. поля в базисе собств. ф-ций гамилтониана невозмущённой системы, а т. к. E не зависит от внутр. параметров системы, О. п. определяют ненулевые матричные элементы дипольного момента системы. О. п. вводят и в случае приближённого описания системы; при этом они устанавливают, для каких переходов матричные элементы точного гамилтониана в базисе приближённых волновых ф-ций отличны от нуля.

Различают строгие и приближённые О. п. Квантовый переход наз. запрещённым, если нарушается хотя бы одно О. п. Строгие О. п. обусловлены симметрией системы и строгими законами сохранения и налагают абс. запреты на квантовые переходы. Приближённые О. п. характеризуют переходы между уровнями энергии, к-рые описываются приближёнными законами сохранения. Квантовое число полного угл. момента атома (J) или молекулы (F) является точным, т. к. полный угл. момент является инвариантом группы вращения, поэтому О. п. для J (или F) — строгие. В случае электрич. дипольных переходов возможны изменения квантовых чисел: $\Delta J = J - J' = 0, \pm 1$ и $\Delta M = M - M' = 0, \pm 1$ (где J, J' — квантовые числа полного момента атома в начальном и конечном состояниях, M, M' — квантовые числа проекций полных моментов на к.-л. ось). Для электрич. квадрупольных переходов $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ($J + J' \geq 2$), $\Delta M = 0, \pm 1, \pm 2$.

В случае, когда не учитываются слабые взаимодействия, О. п. по чётности состояний ($+$ \leftrightarrow — для электрич. дипольных переходов, $+$ \leftrightarrow $+$ и $-$ \leftrightarrow — для электрич. квадрупольных переходов и т. д.) также являются стро-