В магнетиках с одноосной магн. анизотропией Б. с. является 180-градусной и поворот в ней вектора $\boldsymbol{M}$ описывается ф-лой

$$\sin\vartheta(x) = \pm\left[\operatorname{ch}\left(x/\sqrt{A/K}\right)\right]^{-1},$$

где ϑ — угол между $\boldsymbol{M}$ и осью лёгкого намагничивания, x — расстояние вдоль нормали к Б. с., A — параметр обменного взаимодействия, K — константа анизотропии. Два знака ($\pm$) в ф-ле соответствуют двум типам Б. с. (Б. с. с противоположной полярностью), отличающимся направлением поворота $\boldsymbol{M}$ по часовой стрелке и против неё (право- и левовращающие относительно нормали к Б. с.).

Расстояние вдоль нормали к Б. с., на к-ром осуществляется поворот вектора $\boldsymbol{M}$, наз. толщиной Б. с. Толщину 180-градусной стенки принимают равной $\delta_B = \pi(A/K)^{1/2}$. Плотность энергии Б. с. $\sigma \approx 4(A\cdot K)^{1/2}$. Для Co $A = 2{,}1\cdot10^{-11}$ Дж/м, $K = 9\cdot10^5$ Дж/м³, $\delta_B = 150$ Å и $\sigma = 4\cdot10^{-3}$ Дж/м².

В магнитомногоосном кристалле на микроструктуру Б. с. может влиять *магнитоупругое взаимодействие*, а в тонких плёнках — *диполь-дипольное взаимодействие*.

В тонких *плёнках магнитных* микроструктура Б. с. более сложная, в частности распределение $\boldsymbol{M}$ может быть асимметричным относительно плоскости, нормальной к поверхности плёнки. Возможна также стыковка двух Б. с. с разной полярностью, что ведёт к образованию т. н. стенки с переменной полярностью. Переходный слой, образующийся в области стыковки, наз. блоховской линией (см. *Блоха линия*).

Б. с. обладают инерционными свойствами, им приписывают эффективную массу.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Современная кристаллография, т. 4, М., 1981, с. 250.

Б. Н. Филиппов.

БЛОХА ТЕОРЕМА — фундаментальная теорема квантовой теории твёрдого тела, устанавливающая вид волновой ф-ции электрона, находящегося в поле с периодич. потенциалом U, в частности в кристаллич. решётке. Сформулирована Ф. Блохом (F. Bloch) в 1929. Б. т. утверждает, что если потенциал $U(\boldsymbol{r})$ ($\boldsymbol{r}$—пространственная координата) — ф-ция с периодом $\boldsymbol{a}$ кристаллич. решётки: $U(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = U(\boldsymbol{r})$, где $\boldsymbol{a} = n_1\boldsymbol{a}_1 + n_2\boldsymbol{a}_2 + n_3\boldsymbol{a}_3$; $\boldsymbol{a}_1$, $\boldsymbol{a}_2$, $\boldsymbol{a}_3$ — основные (базисные) векторы решётки; n_1, n_2, n_3 — целые числа ($\gtrless 0$), то решения $\psi(\boldsymbol{r})$ одноэлектронного *Шрёдингера уравнения* (*адиабатическое приближение*)

$$\hat{H}\psi(\boldsymbol{r}) \equiv \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\boldsymbol{r})\right]\psi(\boldsymbol{r}) = \mathscr{E}\psi(\boldsymbol{r}) \qquad (1)$$

($\mathscr{E}$ — энергия частицы) имеют вид:

$$\psi_k(\boldsymbol{r}) = e^{i\boldsymbol{kr}}\, u_k(\boldsymbol{r}). \qquad (2)$$

Здесь $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, характеризующий состояние электрона, u_k — периодич. ф-ция с периодом решётки, m — масса электрона. Б. т. является следствием трансляционной инвариантности кристаллич. решётки. Если $\psi(\boldsymbol{r})$ — решение ур-ния (1), соответствующее стационарному состоянию электрона с энергией $\mathscr{E}$, то $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a})$ также является его решением, причём $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = C_a\psi(\boldsymbol{r})$, где $C_a = \pm 1$.

Если стационарному состоянию с энергией $\mathscr{E}$ соответствует неск. разл. волновых ф-ций $\psi(\boldsymbol{r})$ (т. е. состояние с энергией $\mathscr{E}$ — вырожденное), то волновая ф-ция $\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a})$ является линейной комбинацией всех собств. ф-ций $\psi(\boldsymbol{r})$, отвечающих вырожденному уровню $\mathscr{E}$. В этом случае $C_a = e^{i\boldsymbol{ka}}$, причём волновой вектор $\boldsymbol{k}$ определён с точностью до вектора *обратной решётки* $\boldsymbol{g}$. Т. о., в случае вырождения имеем:

$$\psi(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{a}) = e^{i\boldsymbol{ka}}\,\psi(\boldsymbol{r}). \qquad (3)$$

Ф-ции, удовлетворяющие условию (3) (условию Блоха), называются блоховскими ф-циями.

Подставляя (2) в ур-ние Шрёдингера (1), получим ур-ние для $u_k(\boldsymbol{r})$:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m}(i\nabla + \boldsymbol{k})^2 + U(\boldsymbol{r})\right]u_k(\boldsymbol{r}) = \mathscr{E}_k\, U(\boldsymbol{r}), \qquad (4)$$

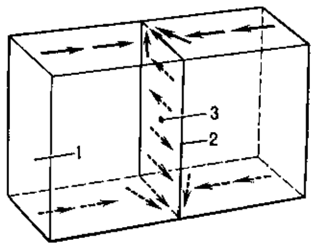
к-рое имеет бесконечный ряд решений $u_{sk}(\boldsymbol{r})$. Индекс s нумерует решения при заданном $\boldsymbol{k}$. Волновым ф-циям (2) при заданном $\boldsymbol{k}$, т. о., соответствуют дискретные значения энергии: $\mathscr{E} = \mathscr{E}_s(\boldsymbol{k})$, $s = 1, 2, \ldots$ Индекс s — номер энергетич. зоны; зависимость $\mathscr{E}_s$ от $\boldsymbol{k}$ при фиксированном s называется *дисперсии законом* частицы в s-й зоне (см. *Зонная теория*, *Блоховские электроны*).

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., М., 1974; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978.

В. М. Винокур.

БЛОХА ТОЧКА (блоховская точка) — сингулярная точка на блоховской линии (см. *Блоха линия*), отделяющая два участка этой линии с противоположными направлениями разворота вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ на них (рис.).

На сфере бесконечно малого радиуса с центром в Б. т. можно найти все возможные направления $\boldsymbol{M}$. Это означает, что в самой Б. т. вектор $\boldsymbol{M}$ резко изменяется, так



Схематическое изображение блоховской точки (3) на блоховской стенке, содержащей вертикальную блоховскую линию (2). Стрелками изображено распределение $\boldsymbol{M}$ в срединной плоскости вертикальной блоховской стенки (1) вблизи блоховской точки.

что градиент ф-ции $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$ ($\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки образца) в Б. т., а следовательно, и плотность обменной энергии (её неоднородная часть) в этой точке стремятся к бесконечности (в континуальном приближении). Однако полная обменная энергия сферы малого радиуса с центром в Б. т. конечна, так что энергия Б. т. $\mathscr{E}_{\text{Б. т.}}$ (разность энергий блоховской линии при наличии и отсутствии Б. т.) оказывается конечной:

$$\mathscr{E}_{\text{Б. т.}} = 2\pi A^{3/2}K^{-1/2}\left(\ln\frac{K}{2\pi M_s^2} + 1{,}90\right),$$

где A — параметр *обменного взаимодействия*, K — константа *магнитной анизотропии*, M_s — намагниченность насыщения.

Б. т. играет важную роль в теории *доменных стенок*.

Лит.: Малоземов А., Слонзуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, пер. с англ., М., 1982.

Б. Н. Филиппов.

БЛОХА УРАВНЕНИЕ — ур-ние квантовой статистики для ненормируемого *статистического оператора* квантового канонического распределения Гиббса: $\rho = \exp(-\beta H)$, $\beta = 1/kT$, T — темп-ра. Установлено Ф. Блохом (F. Bloch) в 1932. Б. у. имеет вид: $\partial\rho/\partial\beta = -H\rho$ с нач. условием $\rho|_{\beta=0} = 1$. Б. у. аналогично ур-нию Шрёдингера для мнимого времени и формально переходит в него при замене β на $it/\hbar$, где t — время. Эта формальная аналогия позволяет использовать методы квантовой механики в квантовой статистике.

Д. Н. Зубарев.

БЛОХА ФУНКЦИИ — см. в ст. *Блоха теорема*, *Блоховские электроны*.

БЛОХА—ГРЮНАЙЗЕНА ФОРМУЛА — описывает температурную зависимость той части уд. электросопротивления ρ металлов, к-рая обусловлена рассеянием электронов на тепловых колебаниях кристаллич. решётки (*фононах*):

$$\rho = \frac{m^*}{ne^2}\cdot\frac{1}{\tau};$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{9\pi^3}{\hbar k}\cdot\frac{c^2}{\theta_D}\cdot\frac{m^*}{M}\cdot\frac{1}{(aK_0)^3}\cdot\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^5 F_5\left(\frac{T}{\theta_D}\right);$$

$$F_5(x) = \int_0^x \frac{z^5\,dz}{(e^z-1)\,(1-e^{-z})}.$$