

VI. ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА

Ферромагнитные домены. Движение границ при намагничивании, эффект Баркгаузена. Параметры кривой намагничивания. Причины образования доменов. Основные компоненты энергии доменов. Стенки Блоха. Неелевские границы.

Ферромагнитные домены

В ферромагнетике при $T < T_C$ все спиновые моменты атомов с недостоенными d- или f-оболочками ориентируются параллельно друг другу. В результате этого намагниченность макроскопического образца должна быть $\sim M_s$. На опыте же мы знаем, что намагниченность случайно взятого куска ферромагнетика часто ≈ 0 . При помещении этого образца в магнитное поле, результирующий магнитный момент возрастает и в достаточно слабых магнитных полях достигает M_s .

Гипотезу о существовании областей спонтанной намагниченности - *доменов* - высказал Вейс в 1910г. Однако прямое доказательство существования доменов было получено лишь после изобретения способа их наблюдения (метод порошков Битера-1931г., метод коллоидных растворов Акулова -1934г.). В 1935 г. Ландау и Лифшиц дали теоретическое обоснование гипотезы Вейса. Согласно Ландау и Лифшицу макроскопический образец состоит из доменов, намагниченных до насыщения, но ориентированных таким образом, что результирующая намагниченность $M_\Sigma = \sum_i M_i = 0$.

Движение границ при намагничивании, эффект Баркгаузена. Намагничивание ферромагнитного образца, имеющего $M_\Sigma = 0$ при $H = 0$, происходит за счет изменения формы и ориентации доменов. Уже в слабых полях наблюдается увеличение объема "выгодно" расположенных относительно внешнего поля доменов, за счет доменов с "невыгодной" ориентацией, т.е.

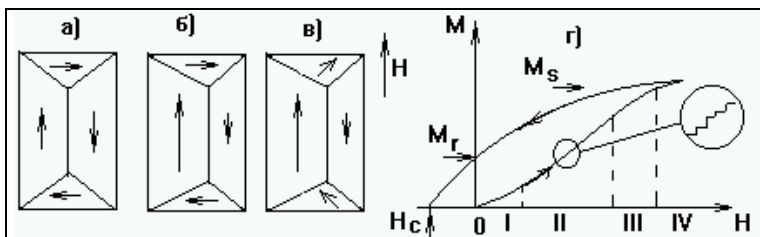


Рис. 6.1. Процессы при намагничивании ферромагнетика: а) $H=0$, б) смещение границ доменов, в) вращение вектора намагничивания г) фазы кривой намагничивания, эффект Баркгаузена

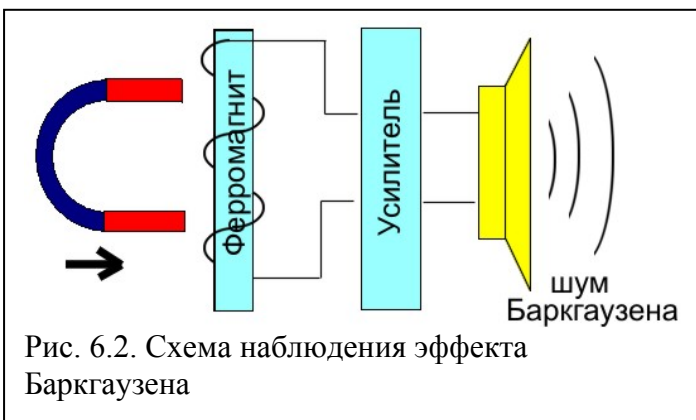


Рис. 6.2. Схема наблюдения эффекта Баркгаузена

6.2). Если снять намагничивающее поле, то дефекты будут препятствовать возврату границ доменов в исходное положение, обуславливая остаточную намагниченность M_r .

Можно выделить следующие фазы в кривой намагничивания: I - область линейного намагничивания (обратимого смещения), II - необратимых смещений, III- технического насыщения (рис.6.1в), когда происходят процессы разворота векторов намагниченностей доменов вдоль поля

происходит процесс *смещения (движения) границ доменов* (рис.6.1). Процесс смещения *обратим* (при малых H). Если внешнее поле снять, то домены восстановят исходную форму и размеры. Увеличение поля H приводит к тому, что рост выгодно ориентированных доменов осуществляется за счет необратимых процессов. Обратимому смещению границ доменов могут, например, препятствовать дефекты кристаллической структуры. Чтобы

преодолеть их действие, граница домена должна получить от внешнего поля достаточно большую энергию. Это приводит к *эффекту Баркгаузена* (1919г.) - скачкообразному изменению намагниченности M при плавном увеличении внешнего поля H (рис.6.1г). Баркгаузен обнаружил, что при увеличении магнитного поля (или при приближении постоянного магнита к ферромагнетик) возникает шум в громкоговорителе, соединенном с обмоткой вокруг ферромагнетика (рис.

Н, IV - очень медленный рост намагничивания за счет разворота по полю тех спинов внутри доменов, которые были разупорядочены благодаря конечной температуре. Теория процессов смещения была разработана Кондорским Е.И. (1938г.), а теория вращения Акуловым Н.С.

Параметры кривой намагничивания:

Намагниченность и магнитная индукция насыщения - M_s, B_s ;

Остаточная (remanence) намагниченность и индукция - M_r, B_r ;

Коэрцитивная сила - H_c ;

Потери энергии- $E_{loss} = \int_0^{M_1} HdM \cdot$ (6.1)

Характеристики материалов:

Магнитомягкие материалы: $H_c < 800 A/m \approx 50 Oe$.

Магнитожесткие материалы: $H_c > \sim 800 A/m \approx 50 Oe$.

Причины образования доменов. Основные компоненты энергии доменов. Ландау и Лифшиц показали, помимо энергии, обусловленной взаимодействием ферромагнетика с внешним магнитным полем (магнитная энергия) необходимо учитывать еще несколько вкладов в энергию, конкуренция которых определяет образование доменной структуры. Рассмотрим энергию некоторой системы доменов в магнитном поле, предполагая, что намагниченность каждого из доменов находится в насыщении. Энергия ферромагнетика записывается как сумма вкладов: 1) магнитной энергии - U_M 2) магнитостатической энергии - U_0 , 3) обменной энергии - $U_{обм}$, 4) энергии магнитокристаллической анизотропии - U_K , 5) энергии магнитострикционной деформации - U_λ , 6) магнитоупругой энергии U_σ .

$$U = U_M + U_0 + U_{обм} + U_K + U_\lambda + U_\sigma. \quad (6.2)$$

Минимуму полной энергии ферромагнетика соответствует не насыщенная конфигурация, а некоторая доменная структура.

Охарактеризуем вклады в (6.2).

1) *Магнитная энергия* - U_M , как сказано уже, - это энергия образца во внешнем магнитном поле H . Согласно (1.13)

$$U_M = -MH \quad (6.3)$$

2) *Магнитостатическая энергия* - U_0 . Появление магнитостатической энергии U_0 связано с тем, что при наличии свободных полюсов возникает размагничивающее поле. Если мы имеем однодоменный кристалл, то сформированные на поверхности этого домена полюса будут иметь большую магнитостатическую энергию порядка $(1/8\pi) \int B^2 dV \sim M_s^2 \approx 10^6 \text{ эрг/см}^3$, где M_s - намагниченность насыщения. Более точно

$$U_0 = N_P M_s^2 / 2, \quad (6.4)$$

где N_P - размагничивающий фактор. Магнитостатическая энергия уменьшается, если образец разбивается на антипараллельные намагниченные домены. В частности, для доменов с формой, изображенной на рис. 6.3а,б,в, энергии будут, соответственно, равны [1]:

$$U_a \sim 0.85 M_s^2 d; U_b \sim 0.53 M_s^2 d; U_v \sim 0.374 M_s^2 d, \quad (\text{в системе СГС}) \quad (6.5)$$

Магнитостатическая энергия может быть уменьшена до нуля при образовании доменов, замыкающих магнитные потоки внутри ферромагнитного вещества, как изображено на рис. 6.4.

При $M_s = 1.7 \cdot 10^3 \text{ Гс} \rightarrow U \sim 0.85 d 3 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$.



Рис. 6.3. Некоторые типы магнитных доменов и их магнитостатическая энергия



Рис. 6.4. Формирование доменной структуры

Обменная энергия. Этот вклад определяется выражением

$$U_{\text{обм}} = - \sum_{ij} J_{ij} (\vec{S}_i \vec{S}_j), \quad (6.6)$$

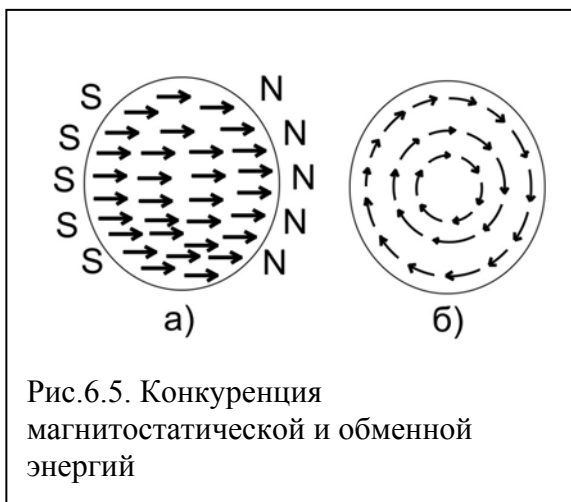


Рис.6.5. Конкуренция магнитостатической и обменной энергий

где J_{ij} - обменный интеграл. Минимуму $U_{\text{обм}}$ в ферромагнетике соответствует состояние однородной намагниченности со стороны параллельной ориентацией магнитных моментов, как показано на рис.6.5а. При этом, однако, неизбежно формируются магнитные полюса, и возрастает вклад магнитостатической энергии U_0 . Этот вклад в случае дискообразного образца может быть сведен к нулю при циркулярной ориентации магнитных моментов, как изображено на рис.6.5б – в этом случае полюса отсутствуют. Однако, соседние спины разориентированы на некоторый ненулевой угол, и обменная энергия (5.3) не равна нулю.

2. Энергия кристаллической магнитной анизотропии (или магнитокристаллическая энергия) - U_K .

В кристаллах могут быть направления легкого и трудного намагничивания. Например, в оцк α -Fe [100] - направление легкого, а [111] – трудного намагничивания, однако в гцк Ni - ситуация обратная (рис. 6.6). Для гексагонального Co ось "легкая" ось совпадает с с-осью [1000] (кривая а), а "трудное" направление лежит в базовой плоскости (кривая б).

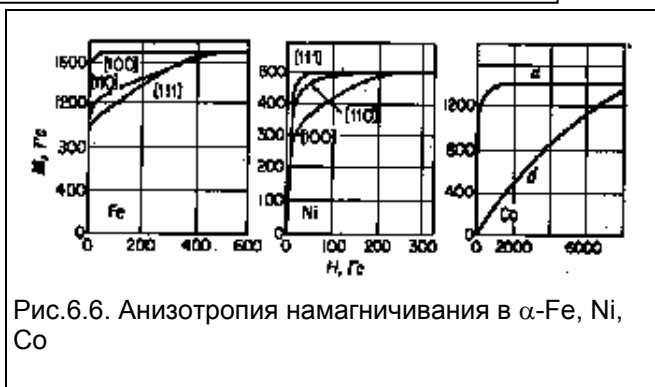


Рис.6.6. Анизотропия намагничивания в α -Fe, Ni, Co

Причина анизотропии в асимметрии перекрытия электронных

орбит (рис.6.7). Вследствие спин-орбитального взаимодействия, распределение заряда - сфероид, а не сфера. Асимметрия в зарядовом распределении обусловлена симметрией кристалла, но также "отслеживает" ориентацию спина за счет L-S-взаимодействия. Вращение направления спина относительно кристаллографических осей изменяет перекрытие оболочек и, следовательно, обменную энергию, а также энергию электростатического взаимодействия зарядов в соседних парах ионов. Оба эффекта дают вклад в энергию анизотропии.

Энергия анизотропии в одноосном кристалле может быть представлена в виде ряда

$$U_K = \sum_n K_n \alpha^{2n}, \quad (6.7)$$

где $\alpha = \cos \theta$ - направляющий косинус магнитного момента \mathbf{M} относительно выделенной оси. Нечетные степени по α не включаются, т.к. направления α и $-\alpha$ эквивалентны, K_n - константы кристаллографической анизотропии, не зависят от α и определяются из эксперимента. В большинстве случаев достаточно взять три члена

$$U_K = K_0 + K_1 \cos^2 \theta + K_2 \cos^4 \theta. \quad (6.8)$$

При $K_1 < 0, K_2 = 0$ получаем ферромагнетик с легкой осью,

поскольку $\min(U_K)$ соответствует $\theta=0$.

Для кубического кристалла, энергия анизотропии (комбинация $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$)

$$U_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2. \quad (6.9)$$

Константы магнитоупругой анизотропии (в эрг/см³) приведены в таблице 6.1:

Таблица 6.1. Коэффициенты магнитокристаллической анизотропии для Fe, Ni, Co

	K_1 , Дж/м ³ (эрг/см ³)	K_2 , Дж/м ³ (эрг/см ³)
Fe	$4.6 \cdot 10^4$ ($4.6 \cdot 10^5$)	$-0.075 \cdot 10^4$ ($-0.075 \cdot 10^5$)
Ni	$-5.7 \cdot 10^3$ ($5.7 \cdot 10^4$)	$-2.3 \cdot 10^3$ ($-2.3 \cdot 10^4$)
Co	$4.1 \cdot 10^5$ ($4.1 \cdot 10^6$)	$1.0 \cdot 10^5$ ($1.0 \cdot 10^6$)

Наведенная или ориентационная анизотропия создается искусственно с помощью особой технологии обработки исходного материала, например, при холодной прокатке, отжиге в магнитном поле или в поле внешних упругих напряжений, перекристаллизации в магнитном поле, напылении пленок в присутствии магнитного поля, напылении пленок под углом и т.п. Один из механизмов формирования - направленное упорядочение дефектов, роль которых могут выполнять атомы замещения и внедрения в сплаве, вакансии, дислокации и т.п. Суть явления - диффузия примесных центров и их упорядочение вдоль таких направлений в кристалле, чтобы возникшая анизотропия стабилизировала имеющуюся ориентацию вектора намагниченности. Например, при отжиге в магнитном поле дефекты упорядочиваются и т.о. образуют одноосную анизотропию с направлением легкой оси, совпадающей с направлением магнитного поля.

Обменная или однонаправленная анизотропия возникает за счет обменных сил на границе двух магнитных фаз: ферромагнетика и антиферромагнетика

Поверхностная анизотропия. Поскольку молекулярное поле для ионов в объеме и на поверхности различается, то возникает поверхностная анизотропия, которая важна для тонких пленок. Неель показал, что,

$$U_{K, \text{пов}} = K_{\text{пов}} \cos \vartheta, \quad (6.10)$$

где ϑ - угол между вектором спонтанной намагниченности и нормалью к поверхности. Для Fe и Ni $U_{K, \text{пов}} \sim 0.1 - 1$ эрг/см².

3. *Энергия магнитоэластической деформации* $-U_\lambda$. Магнитоэластичность - это изменение размеров тела при намагничивании. Так Ni - сжимается в направлении намагничивания и увеличивается в размерах в поперечном направлении, а Fe - в слабых полях увеличивается в направлении намагничивания. Величина $\Delta l/l = \lambda_S$ - константа магнитоэластичности. Вообще говоря, константа магнитоэластичности и, соответственно, магнитоэластическая деформация, ε_{ij}^M , являются тензорами:

$$\varepsilon_{ij}^M = \sum_{k,l} \lambda_{ijkl} \alpha_k \alpha_l. \quad (6.11)$$

В случае кубической симметрии тензор λ_{ijkl} сводится к двум независимым константам $\lambda_{[100]}$ и $\lambda_{[111]}$. В этом случае λ можно представить в виде матрицы

$$\begin{bmatrix} \lambda_{[100]} & -\lambda_{[100]}/2 & -\lambda_{[100]}/2 & 0 & 0 & 0 \\ -\lambda_{[100]}/2 & \lambda_{[100]} & -\lambda_{[100]}/2 & 0 & 0 & 0 \\ -\lambda_{[100]}/2 & -\lambda_{[100]}/2 & \lambda_{[100]} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 3/4 \lambda_{[111]} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 3/4 \lambda_{[111]} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 3/4 \lambda_{[111]} \end{bmatrix} \quad (6.12)$$

Если $\lambda_{[100]} = \lambda_{[111]} = \lambda$, то магнитоэластичность изотропна, что характерно для полиметаллов. В этом случае можно считать, что

$$\lambda = (2\lambda_{[100]} + 3\lambda_{[111]})/5 \quad (6.13)$$

Для Fe $\rightarrow \lambda_{[100]} = 19.5 \cdot 10^{-6}$ и $\lambda_{[111]} = -18.8 \cdot 10^{-6}$, соответственно, $\rightarrow \lambda = -3.48 \cdot 10^{-6}$

Энергия магнитоэластической деформации

$$U_\lambda = E_\lambda \lambda_S^2 / 2, \quad (6.14)$$

где E_λ - модуль Юнга. Магнитоэластический эффект является обратимым.

Два соседних домена с противоположными векторами намагниченности [100] и [-100] не обладают упругой энергией, т.к. у них λ_S одинаковы (рис. 6.4а), но такая система имеет высокую *магнитоэластическую* энергию за счет формирования свободных полюсов. Энергия ферромагнитного образца понижается при образовании домена в форме 3-хгранной призмы, *замыкающей* магнитный поток (рис. 6.4б). Замыкающий домен намагничен в направлении, перпендикулярном намагниченности 2-х доменов, т.е. по оси [010]. Поэтому он стремится удлиниться в направлении [010], компенсируя сжатие в этом направлении, обусловленное расширением вдоль [100]. Т.о. в замыкающем домене сосредоточен некоторый запас *магнитоупругой энергии*. Эта энергия пропорциональна объему замыкающего домена. Если остальные факторы не препятствуют, то образуется такое число доменов, при котором достигается минимум суммы энергий основных и замыкающих доменов (рис. 6.4в).

4. *Магнитоупругая энергия* - U_σ . Магнитоэластичность - частный случай магнитоупругих взаимодействий. При наличии внешнего напряжения σ_{ij} эта энергия равна

$$U_{\sigma} = -\sum \sigma_{ij} \epsilon_{ij}^M. \quad (6.15)$$

Стенки Блоха

Домены отделены друг от друга границами, в которых осуществляется изменение ориентации спина. Если при развороте вектор намагничивания не выходит из плоскости yz (см. рис 6.5а), то эти границы называют *стенками Блоха*. На рис. 6.6а поворот спинов на 180° происходит скачком, т.е. в одной плоскости. Для этого требуется энергия:



$$\Delta E = -JS(-S) - [-JS^2] = 2JS^2 \quad (6.16)$$

Во втором случае (рис. 6.6б) поворот происходит в стенке, состоящей из n -плоскостей, в каждой из которых спин поворачивается на угол π/n . Тогда обменная энергия между соседними спинами равна $\Delta E = -JS^2 \cos(\pi/n)$, а полная энергия равна $\Delta E_{\text{обм}} = n[-JS^2 \cos(\pi/n) - (-JS^2)] = nJS^2[1 - \cos(\pi/n)]$ (6.17)

При $n \gg 1$ получаем

$$\Delta E \approx JS^2 \pi^2 / n. \quad (6.18)$$

Согласно (6.18) толщина стенки могла бы расти бесконечно, но этому препятствует энергия анизотропии: спин в стенке Блоха не ориентирован в направлении легкого намагничивания. Поэтому, доля энергии анизотропии $\Delta E_K \sim n$. Баланс между обменной энергией и энергией анизотропии достигается в Fe на толщине $\sim 150a$ (a -период решетки):

$$W_{\text{wall}} \approx \pi^2 JS^2 / na^2 + Kna. \quad (6.19)$$

Оценки показывают, что полная энергия стенки составляет $W_{\text{wall}} \sim 1 \text{ erg/cm}^2$.

Толщина стенки Блоха может быть определена из условия $\partial W / \partial n = -\pi^2 JS^2 / 2n^2 a^2 + Ka = 0$. Отсюда, $n = (\pi^2 JS^2 / 2Ka^3)^{1/2}$, (6.20)

и, соответственно, толщина

$$\delta = na = (\pi^2 JS^2 / Ka)^{1/2} = \pi(A/K)^{1/2} = \pi\delta_0, \quad (6.21)$$

где $A = JS^2/a$ (6.21a)

- плотность обменной энергии, а плотность энергии границы

$$\sigma = 2\pi(JKS^2/a)^{1/2} = 2\pi(AK)^{1/2} = 2\pi\sigma_0. \quad (6.21б)$$

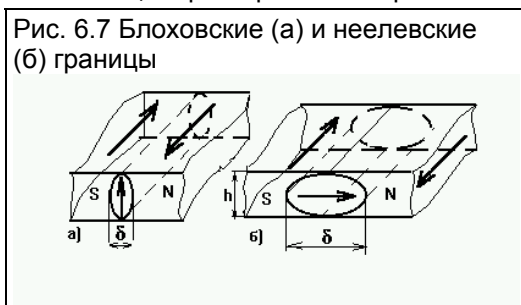
Итак, в массивных ферромагнетиках магнитостатическая энергия (энергия свободных полюсов) отсутствовала в объеме, а на поверхности пренебрегалась из-за малости отношения (площадь поверхности)/(объем) $\rightarrow 0$. В тонких пленках поверхностью пренебрегать можно не всегда. Впервые на значение магнитостатической энергии в тонких пленках указал Неель.

Неелевские границы.

Неель, в частности, показал, что поворот вектора \mathbf{M} может осуществляться в плоскости пленки даже если векторы намагничивания лежат в плоскости пленки (рис.6.7). При каких условиях неелевские стенки становятся более выгодными, чем блоховские? Блоховские границы выгоднее, когда мал вклад магнитостатической энергии. В тонких пленках отношение (пл. пов-ти)/(объем) для доменов перестает быть пренебрежимо малым, поэтому вклад магнитостатической энергии в блоховской границе возрастает. Аппроксимируя границу цилиндром эллиптического сечения, для магнитостатической энергии получаем

$$U_0 = N_p M_{\text{эфф}}^2 / 2 \quad (6.22)$$

где $M_{\text{эфф}}$ - эффективная (средняя) намагниченность, изображенная вектором в стенке на рис. 6.7. Размагничивающий фактор в таком приближении будет равен



для стенки Блоха:

$$N_p^{\text{Bl}} = 4\pi\delta / (\delta + h) \quad (6.23a)$$

$$\text{Для стенки Нееля: } N_p^{\text{Neel}} = 4\pi h / (h + \delta), \quad (6.23б)$$

где h толщина пленки. В обоих случаях $M_{\text{эфф}}$ примерно совпадают и равны $M_{\text{эфф}} \approx M_s / \sqrt{2}$, поэтому вклад магнитостатической энергии стенок в поверхностную плотность энергии $\sigma_0 = U_0 \delta$ равен

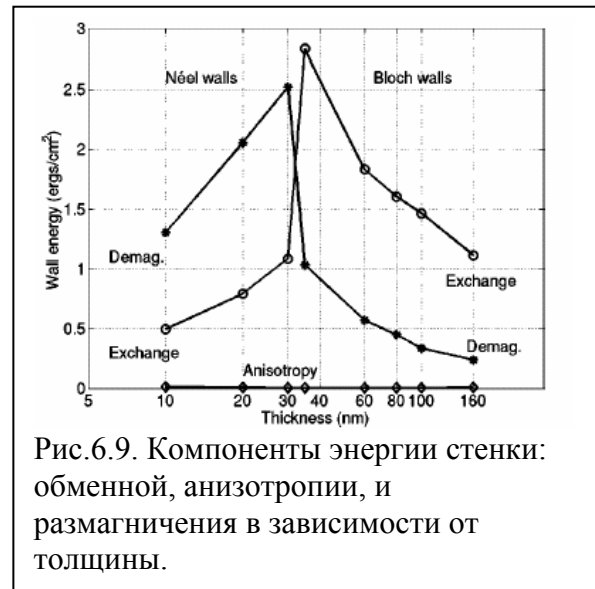
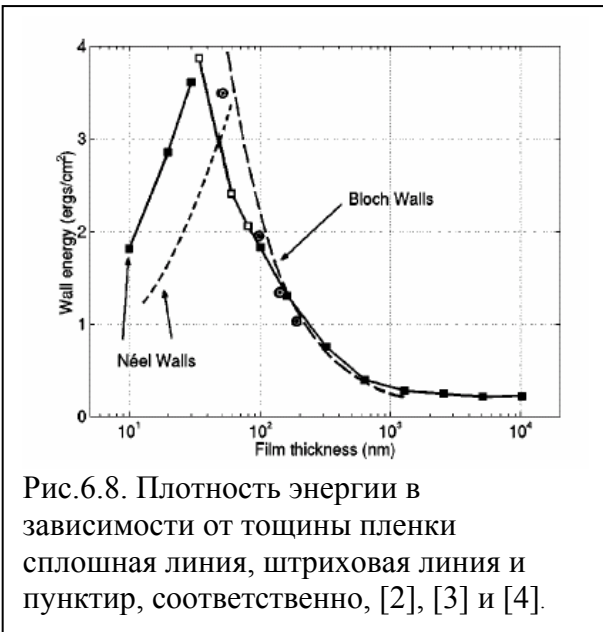
$$\sigma_0^{\text{Bl}} = \pi\delta^2 / (h + \delta) M_s^2, \quad (6.24a)$$

$$\sigma_0^{\text{Neel}} = \pi h \delta / (h + \delta) M_s^2. \quad (6.24б)$$

Из сопоставления этих выражений мы видим, что при $h < \delta$ плотность энергии неелевской границы меньше блоховской. Эксперимент показывает, что в пленках Fe, Ni, пермаллоя неелевские границы появляются при $h < 10^3 A^0$.

Справка: Пермаллой = perm(eabiliti)+alloy - общее название группы сплавов Ni-Fe+Cu/Cr/Mo/Mn. Обладает большой χ . Сендаст (sendust):-Fe+9.5%Si+5.5%Al также обладает высокой магнитной восприимчивостью.

На рис.6.8, 6.9 представлены результаты компьютерного моделирования зависимости энергии доменной границы от толщины пленки пермаллоя [2]. Согласно этим расчетам, неелевская граница становится выгодной только при толщинах менее 80 нм. Причиной этому является уменьшение обменной энергии и энергии намагничивания, рис. 6.9.



Цитированная литература:

1. С. Kittel, *Rev. Mod.Phys.* v.21 (1949)541
2. Т. Trunk et al, «Domain wall structure in Permalloy films with decreasing thickness at the Bloch to Néel transition» *J.Appl. Phys.*, 89(2001)7606-7
3. Hubert,
4. Loo