

лю результирующего магн. момента образца в отсутствие внеш. магн. поля H .

В ферромагн. образцах с размерами больше критич. размера однодоменности r_c (см. *Однодоменные частицы*) при $H=0$ и при темп-ре ниже *Кюри точки* T_c минимуму энергии кристалла обычно отвечает неоднородное магн. состояние в виде совокупности большого числа *доменов* с разными направлениями намагниченности M соседних областей. В монокристаллич. образцах или в крупных кристаллитах поликристалла (с размерами $r > r_c$) такая совокупность Ф. д. формируется в соответствии с имеющимися в ферромагнетике взаимодействиями и представляет собой *магнитную доменную структуру* (ДС). Общая причина её возникновения, впервые указанная Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем в 1938, связана с уменьшением полной энергии образца благодаря уменьшению *магнитостатической энергии* за счёт дробления магн. полюсов (магн. «зарядов») на поверхностях образца.

В ряде случаев (поле H близко к полю *магнитного насыщения* H_n , состояние остаточной намагниченности высокоэкоэритивных образцов и др.) в ферромагн. кристаллах могут наблюдаться Ф. д. одиночные, или изолированные (слабо взаимодействующие друг с другом).

Эксперим. методы исследования ДС основаны: 1) на использовании магн. полей (равных индукции B) в пределах каждого из доменов, приводящих к пондеромоторным воздействиям на пучки заряж. движущихся частиц или к вращению плоскости поляризации света, проходящего через однородно намагниченные Ф. д.; 2) на использовании градиентов магн. полей, всегда существующих на стыках Ф. д. и концентрирующих в местах своей локализации мелкие однодоменные частицы (напр., частицы магнетита); 3) на анализе упругих напряжений, наиб. выраженных в ДС с неколлинеарной ориентацией намагниченности M в соседних Ф. д. Исторически первым был развит т. н. метод порошковых фигур (L. Hames, P. A. Thissen, 1931, F. Bitter, 1931), относящийся к группе 2. В дальнейшем для эксперим. исследования ДС были развиты относящиеся к группе 1 магнитооптич. методы (напр., магнитооптич. *Керра эффект* и *Фарадея эффект*), а также разл. методы, основанные на использовании *электронной микроскопии*, *магнитной нейтронографии*, рентг. топографии и др.

Эксперим. исследования ДС, выполненные, как правило, на образцах простейшей формы в виде пластин (плёнок), шайб и параллелепипедов, привели к обнаружению самых разнообразных ДС (в виде прямых полос, «лабиринтов», «сот», «ёлочек» и др.); были обнаружены также изолир. домены в виде спиралей, цилиндров, колец, «капель» и т. п. Конфигурация Ф. д. и вид ДС существенно зависят от соотношения интенсивностей разл. взаимодействий в кристалле, от характера анизотропии (числа ОЛН — осей *лёгкого намагничивания*), от ориентации поверхности кристалла относительно кристаллографич. осей, от формы образца, его геом. размеров, величины и направления внеш. магн. поля, величины упругих напряжений и ориентации осей, вдоль к-рых прикладываются упругие силы, от совершенства кристаллов и темп-ры, а также от предыстории получения данного магн. состояния. Намагниченности соседних доменов ориентированы под вполне определёнными углами по отношению друг к другу. Во мн. случаях эти углы связаны со взаимной ориентацией ОЛН и с ориентацией M в доменах вдоль одного из двух противоположных направлений вдоль к.-л. ОЛН. Ориентация M вдоль ОЛН приводит к минимуму энергии анизотропии. Это согласуется часто и с минимумом полной энергии ферромагнетика. В нек-рых случаях (напр., при наличии H , ориентированного под отличным от нуля углом к ОЛН) такого согласования может и не быть, и тогда M в доменах может быть отклонён от ОЛН.

В кристаллах с одной выделенной ОЛН (магнитоодноосные кристаллы, напр. Co , $SmCo_5$, $MnBi$ и др.) магн. моменту энергетически выгодно ориентироваться (исключая, может быть, нек-рые случаи с $H \neq 0$) только вдоль двух противоположных направлений, соответствующих

ОЛН. В этом случае векторы M соседних доменов ориентированы в прямо противоположных направлениях (180-градусные доменные соседства). В кристаллах кубич. сингонии, обладающих неск. равноправными осями лёгкого намагничивания (магнито-многоосные кристаллы) — тремя, как в Fe или FeSi (ориентированы вдоль осей типа $\{100\}$), или четырьмя, как в Ni или $Y_3Fe_5O_{12}$ (ориентированы вдоль осей типа $\{111\}$), — помимо 180-градусных соседств могут существовать 90-градусные (Fe, FeSi и др.), а также 71- и 109-градусные (Ni, $Y_3Fe_5O_{12}$ и др.) соседства. Соседние домены отделены друг от друга узкой областью, называемой *доменной стенкой* (см. также *Блоха стенка*) или доменной границей (ДГ); в пределах этой области вектор намагниченности M поворачивается от равновесного направления в одном домене к равновесному направлению в соседнем домене. В результате такого поворота увеличивается обменная, анизотропная, а в общем случае и др. энергии ферромагнетика, к-рые в сумме составляют энергию ДГ. Т. о., появление ДС возможно, если возникающее при этом уменьшение магнитостатической энергии образца по абс. величине превосходит суммарное увеличение энергии образующихся ДГ.

Величина энергии ДГ существенно зависит от характера распределения намагниченности (Блоха стенка и *Нееля стенка*, асимметричные стенки, стенки с перетяжками и др.), а также от полного угла поворота M при переходе от домена к домену. В зависимости от этого угла (типа соседства) различают 180-, 90-, 71- и 109-градусные ДГ. Плотность энергии ДГ γ широкого класса ферромагн. веществ заключена в пределах $1 \div 10$ эрг/см². При этом толщина ДГ δ лежит в пределах $10^{-6} \div 10^{-5}$ см. Конкретно для 180-градусной ДГ в Co при комнатной темп-ре имеем $\delta \sim 1,5 \cdot 10^{-6}$ см, $\gamma \sim 4$ эрг/см².

Виды доменных структур в ферромагнетиках. В общем случае форма Ф. д. и вид ДС в целом на поверхности и внутри кристалла отличаются друг от друга. В связи с этим различают поверхностную (часто замыкающую) и внутреннюю ДС. Как правило, в достаточно массивных образцах (с размерами L , значительно превосходящими размеры доменов D) поверхностная структура оказывается более сложной, чем внутренняя. В пластинах малых толщин ($L \leq D$) ДС на поверхности и внутри образца может быть одинаковой. В этом случае говорят о сквозной ДС.

В магнито-одноосных пластинах (плёнках) с ОЛН параллельной поверхности, как правило, наблюдают т. н. простую полосу вую ДС в виде более или менее регулярных полос (аналогичных рис. 1, а) с векторами M , расположенными в плоскости пластины антипараллельно друг другу. В тонких пластинах такие полосы составляют сквозную ДС, существующую в ферромагн. веществах с широким изменением фактора качества $Q = K/2\pi M_s^2$ (как $Q > 1$, так и $Q < 1$), где K — константа одноосной магн. анизотропии, M_s — намагниченность насыщения. С увеличением толщины пластины полосовая ДС может сохраняться (вдали от торцов), но перестаёт быть сквозной.

В тонких пластинах с ОЛН, перпендикулярной к поверхности, также может существовать полосовая ДС. Однако по мере увеличения толщины пластины L ДГ вблизи поверхности кристалла изгибаются и приобретают волнистый вдоль этой поверхности характер. Дальнейшее увеличение L приводит к постепенному разветвлению ДС при подходе из глубины кристалла к поверхности, что позволяет частично избежать увеличения суммарной площади совокупности ДГ и, следовательно, роста их полной энергии по мере роста L . Обильное разветвление осуществляется путём появления новых Ф. д. в виде «клиньев» с вектором M , направленным в сторону, противоположную направлению намагниченности в основных доменах. Затем появляется «клин в клине» и т. д., как показано на рис. 1, б, где представлен снимок ДС на плоскости, параллельной ОЛН (ось C_6 гексагонального кристалла Co); здесь же дана расшифровка данной структуры на указанной поверхности (рис. 1, в), а также на базисной (перпендикулярной к оси C_6) поверхности (рис. 1, г) (см. также рис.