Доклады Академии Наук СССР
1953. Том LXXXIX, № 5

ФИЗИКА

Действительный член АН БССР Н. С. АКУЛОВ и Г. С. КРИНЧИК

ТЕОРИЯ СМЕЩЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

К настоящему времени накопился обширный экспериментальный материал по исследованию процесса смещения доменной границы в ферромагнетике ([1-3]). Измерялась скорость смещения границы при изменении в широких пределах толщины образцов, их химического состава, термической и механической обработки, температуры и т. д. Однако найденные на опыте закономерности не получили пока даже качественного теоретического объяснения, несмотря на принципиальную и практическую важность этого вопроса. В данной работе мы рассматриваем задачу о смещении доменной границы в ферромагнетике при одновременном действии внешнего магнитного поля и противодействующих полей: а) вихревых макротоков, б) вихревых микротоков за счет термических флуктуаций граничного слоя и в) вихревых микротоков за счет «флуктуаций» критического поля в разных точках ферромагнетика.

За основу рассмотрения возьмем следующую модель: потенциальные барьеры размещены в толще ферромагнетика на пути смещения границы в среднем на расстоянии l. Их высота $\mathscr{H}_0$ может изменяться при переходе от одного барьера к другому — она задается некоторой функцией распределения $f(\mathscr{H}_0)$. Каждый участок граничного слоя площадью в σ см², преодолев лежащие на его пути потенциальные барьеры, продвигается за один переброс на расстояние l см. Путем такого элементарного скачка Баркгаузена в среднем перемагничивается объем $q=\sigma l$ см³. Граничный слой площадью 1 см² продвигается в среднем на l см после прохождения $N=1/\sigma$ элементарных скачков. Отсюда мы получаем выражение для средней скорости смещения границы:

$$\frac{dx}{dt}=v=\frac{l}{\tau}\frac{\Delta N}{N}, \tag{1}$$

где τ — время перехода границы внутри объема q (из данного потенциального минимума в соседний), а $\Delta N/N$ — относительное число таких переходов за время τ, т. е. «вероятность перехода». Этот элементарный переход может произойти и в случае отсутствия магнитного поля под действием тепловой флуктуации. Влияние такого рода флуктуации эквивалентно действию некоторого магнитного поля h_T.

Согласно принципу Больцмана, вероятность возникновения поля h_T в объеме q в результате тепловой флуктуации может быть задана функцией распределения следующего вида:

$$w(h_T)=\left(\frac{p}{\pi kT}\right)^{1/2} e^{-ph_T^2/kT}, \tag{2}$$

где kT/p равно среднему квадратичному значению h_T в объеме q: $\overline{h_T^2}$. Участок границы может преодолеть потенциальный барьер под действием тепловой флуктуации, если в объеме q возникло поле $h_T > \mathscr{H}_0$, где $\mathscr{H}_0$ — высота наибольшего из барьеров. Следовательно, количество участков границы, способных преодолеть потенциальные барьеры, равно $N\int\limits_0^\infty f(\mathscr{H}_0)\int\limits_{\mathscr{H}_0}^\infty w(h_T)\,dh_T\,d\mathscr{H}_0$.

Однако в случае отсутствия внешнего матнитного поля перебросы участков границы равновероятны в одном и другом направлении, поэтому в среднем скорость смещения границы будет равна нулю. При наложении магнитного поля h высота потенциального барьера, препятствующего перебросу в направлении увеличения намагниченности образца, уменьшится до $\mathscr{H}_0 - h$, а в обратном направлении увеличится до $\mathscr{H}_0 + h$. Это приведет к наличию скорости смещения границы в направлении увеличения намагниченности образца, во-первых, за счет барьерных «флуктуаций», так как под действием поля h сместятся участки границ, на пути которых находятся потенциальные барьеры $\mathscr{H}_0 < h$; число этих участков определится формулой:

$$\Delta N = N\int\limits_0^h f(\mathscr{H}_0)\,d\mathscr{H}_0; \tag{3}$$

во-вторых, за счет термических флутуаций, так как число элементарных скачков, увеличивающих намагниченность образца, больше, чем число обратных скачков. Число первых равно

$$\Delta N_+ = N\int\limits_h^\infty f(\mathscr{H}_0)\int\limits_{\mathscr{H}_0 - h}^\infty w(h_T)\,dh_T\,d\mathscr{H}_0; \tag{4}$$

число обратных перебросов, соответственно, равно

$$\Delta N_- = N\int\limits_h^\infty f(\mathscr{H}_0)\int\limits_{\mathscr{H}_0 + h}^\infty w(h_T)\,dh_T\,d\mathscr{H}_0. \tag{5}$$

Взяв разность (4) и (5), прибавив к ней (3) и подставляя полученное значение в формулу (1), мы приходим к следующему выражению для скорости смещения границы:

$$v = \frac{l}{\tau}\int\limits_h^\infty f(\mathscr{H}_0)\int\limits_{\mathscr{H}_0 - h}^{\mathscr{H}_0 + h} w(h_T)\,dh_T\,d\mathscr{H}_0 + \frac{l}{\tau}\int\limits_0^h f(\mathscr{H}_0)\,d\mathscr{H}_0. \tag{7}$$

Отношение l/τ представляет собой среднюю скорость перехода участка границы из данного потенциального минимума в соседний. Эта скорость определяется противодействующей силой, препятствующей движению данного участка границы. Основываясь на ряде работ [4–6], можно показать, что в случае свободного движения скорость смещения участка границы при наличии вихревых микротоков с точностью до постоянного коэффициента, близкого к единице, равна:

$$\frac{l}{\tau} = v_\sigma = \frac{\rho C^2}{\pi^2 \sqrt{\sigma}\, I_s}\, h_s, \tag{8}$$

где ρ — удельное электросопротивление вещества, I_s — намагниченность насыщения, а h_s — напряженность магнитного поля, под действием которого смещается участок границы. Среднее значение $h_s = \mathscr{H}_0 \alpha$, где α — коэффициент, зависящий от формы потенциального барьера. Магнитное поле h в районе смещающейся границы равно:

$$h = H - C_1 v, \tag{9}$$

где C_1 — коэффициент, пропорциональный электропроводности вещества, толщине образца и зависящий от формы граничного слоя.

Подставляя (9) и (2) в (7), мы получим следующее функциональное выражение для скорости смещения границы при установившемся движении:

$$v = v_\sigma \left[\left(\frac{p}{\pi kT} \right)^{1/2} \int\limits_{H-C_1 v}^{\infty} f(\mathscr{H}_0) \int\limits_{\mathscr{H}_0-(H-C_1 v)}^{\mathscr{H}_0+(H-C_1 v)} e^{-ph_T^2/kT} dh_T d\mathscr{H}_0 + \right.$$
$$\left. + \int\limits_0^{H-C_1 v} f(\mathscr{H}_0)\, d\mathscr{H}_0 \right]. \tag{10}$$

Для малых h можно взять среднее значение интегралов — в первом слагаемом интеграла по h_T в точке $h_T = \mathscr{H}_0$ и во втором при $\mathscr{H}_0 = 0$:

$$v = v_\sigma \left[2 \left(\frac{p}{\pi kT} \right)^{1/2} (H - C_1 v) \int\limits_{H-C_1 v}^{\infty} f(\mathscr{H}_0)\, e^{-p\mathscr{H}_0^2/kT} d\mathscr{H}_0 + f(0)(H - C_1 v) \right]. \tag{11}$$

Интеграл в полученном выражении означает усреднение по различным $\mathscr{H}_0$, бóльшим h_T. При условии, что этот интеграл слабо зависит от h и равен $e^{-p\overline{\mathscr{H}}_0^2/kT}$, где $\overline{\mathscr{H}}_0$ — некоторое среднее значение критического поля, лежащее в интервале между 0 и $\mathscr{H}_{0\,\max}$, выражение (11) принимает вид:

$$v = v_\sigma \left[2 \left(\frac{p}{\pi kT} \right)^{1/2} (H - C_1 v)\, e^{-p\overline{\mathscr{H}}_0^2/kT} + f(0)(H - C_1 v) \right]. \tag{12}$$

Отсюда находим v в явном виде:

$$v = C^{-1} H = \frac{1}{C_1 + C_2} H, \tag{13}$$

где

$$C_2^{-1} = v_\sigma \left[2 \left(\frac{p}{\pi kT} \right)^{1/2} e^{-p\overline{\mathscr{H}}_0^2/kT} + f(0) \right]. \tag{14}$$

Полученные формулы справедливы при условии, что граница будет смещаться в сколь угодно малом внешнем поле. Однако в ряде случаев опыт показывает, что граница начинает смещаться с постоянной скоростью только при достижении внешним магнитным полем значения H_0, которое названо критическим полем. С точки зрения развиваемой теории это вызвано тем, что пока внешнее поле не достигло значения H_0, вероятность термических перебросов участков границ пренебрежимо мала. Записанное в математической форме это условие будет означать, что можно пренебречь $\int\limits_{h_0+(\Delta H - C_1 v)}^{h_0+2H_0} w(h_T)\, dh_T$ по сравнению с $\int\limits_{h_0-(\Delta H - C_1 v)}^{h_0+(\Delta H - C_1 v)} w(h_T)\, dh_T$, где $\Delta H = H - H_0$, $h_0 = \mathscr{H}_0 - H_0$.

Учитывая это условие, можно обобщить формулы (13) и (14) на случай $H_0 \neq 0$ следующим образом:

$$v = C^{-1}\Delta H = \frac{1}{C_1 + C_2}\Delta H, \tag{15}$$

где

$$C_2^{-1} = v_\sigma\left[2\left(\frac{p}{\pi kT}\right)^{1/2} e^{-p\overline{h_0^2}/kT} + f(0)\right]. \tag{16}$$

Формула (15) хорошо согласуется с опытными данными. Во-первых, из формулы следует своеобразная зависимость C от толщины образцов, так как C_1 пропорционально толщине образца, а C_2 не зависит от толщины. Дикстра и Сноек ([2]) провели исследование зависимости C от толщины образцов (при 10-кратном изменении толщины) и нашли эмпирическим путем зависимость от d, которая вытекает из полученной нами формулы. Что касается температурной зависимости v, то легко показать, что v/ρ не завасит от T. Действительно, усредняя h_T в пределах $h_0 - h$ до $h_0 + h$ находим $\overline{h_T^2} = h_T^2$; но $\overline{h_T^2}$ пропорционально T. Вытекающая, при этом условии, из (16) независимость v/ρ от T количественно согласуется с результатами обстоятельных опытов Дикстра и Сноека.

Формулу (16) подтверждает также тот экспериментальный факт, что при наложении внешних упругих напряжений величина C не изменяется. Это объясняется тем, что $f(h_0)$ и v_σ не зависят от внешних упругих напряжений. Наоборот, при пластическом деформировании образцов, при различных термических обработках, при изменении состава сплава, когда $f(h_0)$ и v_σ существенно изменяются, опыт показывает резкое изменение величины C. Таким образом развитая теория позволяет объяснить обширный опытный материал.

Поступило
11 II 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] K. J. Sixtus, L. Tonks, Phys. Rev., 37, 930 (1931); 39, 357 (1932); 42, 419 (1932) [2] L. J. Dijkstra, J. L. Snoek, Philips Res. Rep., 4, 334 (1949). [3] H. J. Williams, W. Shockley, C. Kittel, 80, 1090 (1950). [4] Н. С. Акулов, Г. С. Кринчик, ДАН, 81, 171 (1951); Изв. АН СССР, сер. физ., № 5 (1952). [5] В. К. Аркадьев, ДАН, 2, 204 (1935). [6] R. Becker, Phys. Z., 39, 856 (1938).