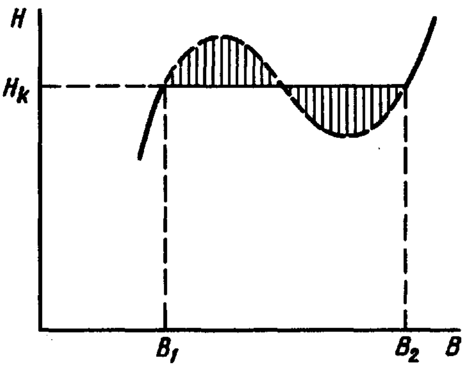
ТЕОРИЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В МЕТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ ЭФФЕКТА ДЕ ГААЗА-ВАН АЛЬФЕНА

И.А.Привороцкий

В условиях эффекта де Гааза-ван Альфена при заданном значении поля H на "диаграмме состояния" $H(B)$ может существовать несколько значений индукции B (см.рисунок). Условием возникновения неоднозначности является неравенство $(\partial M/\partial B)_{max} > 1/4\pi$ [1]. Область кривой между точками B_1 и B_2, которые определяются из условия равенства заштрихованных площадей, соответствует неустойчивым состояниям. Ниже будет показано, что возможно сосуществование однородных фаз с индукциями B_1 и B_2, а поверхностное натяжение на границе раздела положительно. Поэтому в образце с фактором размагничивания, отличным от нуля, должна осуществляться доменная структура [1].



В переходной области (доменной стенке) индукция B меняется от значения B_1 до B_2 и поэтому связь между H и B не такая, как в однородном случае. Неоднородность необходимо учесть, так как если бы связь между H и B не менялась, то толщина переходного слоя и поверхностное натяжение были бы равны нулю. Мы рассмотрим в основном случай, когда толщина переходного слоя велика по сравнению с циклотронным радиусом r_0, что имеет место, если разность $B_2 - B_1$ мала по сравнению с периодом осцилляций.

Поправку к намагниченности, связанную с неоднородностью, вычислим в первом приближении теории возмущений, используя термодинамическое соотношение

$$M(x) = -\delta\Omega/\delta B(x)\,; \quad \Omega = -T\ln Sp\exp(-H/T)\,. \qquad (1)$$

Для этого положим $B = B_0 + B'$, где B' – неоднородная добавка, и найдем Ω с точностью до членов второго порядка по B'. Будем считать, что B_0 и B' параллельны оси z, а B' зависит только от y.

Поправка первого порядка к Ω не представляет интереса, так как она не содержит производных индукции. Поправка второго порядка равна

$$\Omega^{(2)} = -\frac{e^4 B_0^2}{mc^4}\frac{L_x L_z}{(2\pi)^3}\sum_n \int dp_z \int dq \frac{1}{q^2}|B'(q)|^2\{2\,\omega_{n,p_z}\times$$

$$\times\Big(\sum_{k=-n}^{\infty}{}' \frac{1}{k}|\langle n|ye^{iqy}|n+k\rangle|^2 - \frac{1}{2m\omega_0}\Big) - \frac{\partial\omega_{n,p_z}}{\partial n}|\langle n|ye^{iqy}|n\rangle|^2\}. \tag{2}$$

Здесь $|n\rangle$ и $|n'\rangle$ — волновые функции осциллятора с центром в точке $y = 0$, $B'(q)$ — Фурье-образ функции $B'(y)$, ω_{n,p_z} — одночастичные числа заполнения, а остальные обозначения — стандартные.

Разлагая матричные элементы в ряд по q, нетрудно убедиться в том, что суммарный вклад от недиагональных и диагональных матричных элементов осциллирует при изменении B_0. Главный вклад в $\Omega^{(2)}$ вносят диагональные матричные элементы; роль недиагональных матричных элементов сводится лишь к компенсации неосциллирующего слагаемого.

В случае слабой неоднородности

$$\Omega^{(2)} = -\frac{L_x L_z}{2}\frac{\partial M}{\partial B}\int dy\,[B^{12}(y) - \frac{r_0^2}{4}(\frac{\partial B}{\partial y})^2 + \ldots], \tag{3}$$

откуда следует, что

$$H = H_0(B) - \pi\frac{\partial M}{\partial B} r_0^2 \frac{\partial^2 B}{\partial y^2}. \tag{4}$$

Энергия неоднородности (часть термодинамического потенциала, зависящая от производных индукций) может быть отрицательной (из-за наличия множителя $\partial M/\partial B$). В этой связи необходимо произвести исследование на неустойчивость относительно бесконечно-малых неоднородных возмущений.

Рассмотрим вариацию термодинамического потенциала

$$\tilde{\Omega} = \Omega + \int dx(\frac{B^2}{8\pi} - \frac{HB}{4\pi}) = -\frac{1}{4\pi}\int dx \int B\,dH.$$

Первая вариация тождественно равна нулю. Вычислив диагональные матричные элементы в квазиклассическом приближении, получим

$$\tilde{\Omega}^{(2)} = \frac{L_x L_z}{2\pi}\int dq\,|B'(q)|^2\{\frac{1}{8\pi} - 2\frac{\partial M}{\partial B}\frac{1}{q^2 r_0^2}J_1^2(qr_0)\},$$

J_1 — функция Бесселя. Это выражение положительно, если $\partial M/\partial B > 1/4\pi$ т.е. границами метастабильности являются точки, в которых $\partial M/\partial B = 1/4\pi$. Этот вывод легко обобщить на случай произвольного закона дисперсии электронов.

Рассмотрев возмущение B', направленное вдоль оси x и зависящее только от J, можно аналогичным методом получить уравнение для поля H_x:

$$H_x \approx B_x - \frac{3\pi}{4}\bar{\chi} r_0^2 \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2}; \quad \bar{\chi} = \frac{M(B)}{B}. \tag{5}$$

В переходном слое $H_x = 0$. Вследствие малости $\bar{\chi}$ уравнение (5) не имеет в данном случае отличных от нуля медленно меняющихся решений. Поэтому при расчете доменной стенки следует пользоваться уравнением(4), в котором поле H нужно считать равным H_k.

Полагая для простоты $4\pi M(B) = a \sin k\tilde{B}$, где $\tilde{B} = B - [(B_1 + B_2)/2]$ и $ak - 1 = \kappa^2 \ll 1$, получим простое уравнение:

$$-\kappa^2 \tilde{B} + \frac{k^2 \tilde{B}^3}{6} = \frac{r_0^2}{4} \frac{d^2 \tilde{B}}{dy^2}, \quad \tilde{B}(\pm\infty) = \pm\frac{\kappa\sqrt{6}}{k},$$

решение которого имеет вид:

$$\tilde{B}(y) = \frac{\kappa\sqrt{6}}{k} \operatorname{th}\frac{y}{2d}; \quad d = \frac{r_0}{2\sqrt{2}\kappa}. \tag{6}$$

Поверхностное натяжение Δ равно

$$\Delta = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \left[\int_{B_1}^{B(y)} (H_0(B) - H_k)\, dB + \frac{r_0^2}{8}\left(\frac{\partial B}{\partial y}\right)^2\right] = \frac{1}{24\pi} d\left(\frac{\partial H}{\partial B}\right)_{1,2} \times$$

$$\times (B_2 - B_1)^2. \tag{7}$$

В случае, когда $B_2 - B_1$ не мало по сравнению с периодом осцилляций, в том числе и в пределе $(\partial M/\partial B)_{max} \gg 1$, размер доменной стенки $d \sim r_0$. В этом случае формула (7) правильно дает порядок величины поверхностной энергии.

Автор признателен Л.П.Горькову и И.Е.Дзялошинскому за дискуссии.

Институт теоретической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30 января 1967 г.

Литература

[1] J.H.Condon. Phys. Rev., 145, 526, 1965.