Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 2, стр. 110 – 112 *20 января 1977 г.*

ДОМЕНЫ И ДИСЛОКАЦИИ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

И.Е.Дзялошинский

Показано, что дислокации в антиферромагнетиках являются источником возникновения магнитных доменов и особых линий – дисклинаций.

Хорошо известно, что домены в антиферромагнетиках термодинамически не выгодны и могут существовать лишь благодаря той или иной неравновесности. Одной из таких неравновесностей являются дислокации, которые с необходимостью ведут к появлению магнитных доменов. Механизм этого явления легко понять, взглянув на простейший рис. 1 для краевой дислокации в двухподрешеточном магнетике.

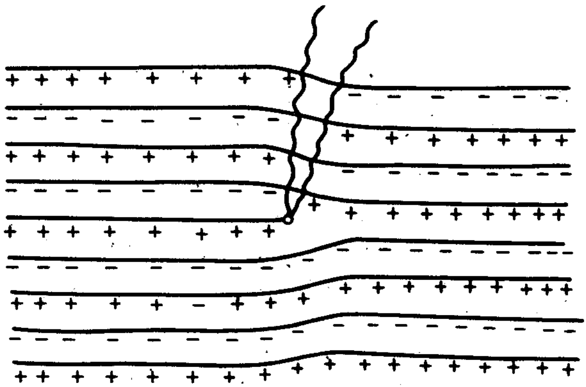


Рис. 1

Математически вопрос о доменах в магнетиках тесно связан с общей задачей об особенностях векторных полей, который обсуждался в связи с особыми линиями – дисклинациями – в жидких кристаллах (см., например, [1 – 3]) и вихрями и дисгирациями в сверхтекучем He^3 [4, 5]. Мы провели подобный анализ для дислокации в простейшем двухподрешеточном антиферромагнетике.

Параметр порядка $\mathbf{l}$ в этом случае имеет вид (см. рис. 1)

$$\mathbf{l} = \mathbf{s} \cos \frac{\pi z}{c} , \qquad (1)$$

где $\mathbf{s}$ – вектор, определяющий момент одной из подрешеток, c – расстояние между плоскостями, z – координата магнитных ионов (в недеформированном кристалле $z = ..., -c, 0, c, 2c, ...$). При обходе вокруг дислокации[1)] $z \to z + B$, где $B = nc$ – вектор Бюргерса. Поэтому $\mathbf{l} \to$

[1)] Безразлично с какого типа дислокацией – краевой или винтовой – мы имеем дело.

$\to 1\ (-1)^n$. Это означает, что теперь вектор s не может оставаться постоянным, а должен зависить от координат таким образом, чтобы скомпенсировать изменение $\cos(\pi z/c)$ при обходе:

$$\mathbf{s} \to (-1)^n \mathbf{s}, \qquad \mathbf{l} \to \mathbf{l}. \tag{2}$$

Такая особенность векторного поля s называется дисклинацией Франка индекса n (см. [1, 2]).

Вдали от точки перехода вектор s имеет постоянную длину, а энергия, связанная с неоднородностью его направлений, имеет вид

$$F = \frac{1}{2} \int dV \left\{ J \left[\left(\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial z} \right)^2 \right] + a s_z^2 \right\}, \tag{3}$$

где J — обменный интеграл, а a — энергия анизотропии. Дисклинации являются линейными особенностями соответствующих уравнений Эйлера $\delta F/\delta \mathbf{s}(\mathbf{r}) = 0$. Ранее Анисимов и автор [3] показали, что при таком виде энергии все дисклинации с четными индексами Франка n абсолютно неустойчивы в том смысле, что могут быть безо всякого барьера переведены непрерывной деформацией в однородное состояние. Такие дисклинации отвечают седловым точкам функционала (3), а не стабильному или метастабильному минимумам. Этот вывод находится в соответствии с общим топологическим анализом ситуации, данным Воловиком и Минеевым [5]. Поэтому вокруг дислокации с "четным" вектором Бюргерса или вообще в отсутствие дислокаций дисклинации существовать не могут.

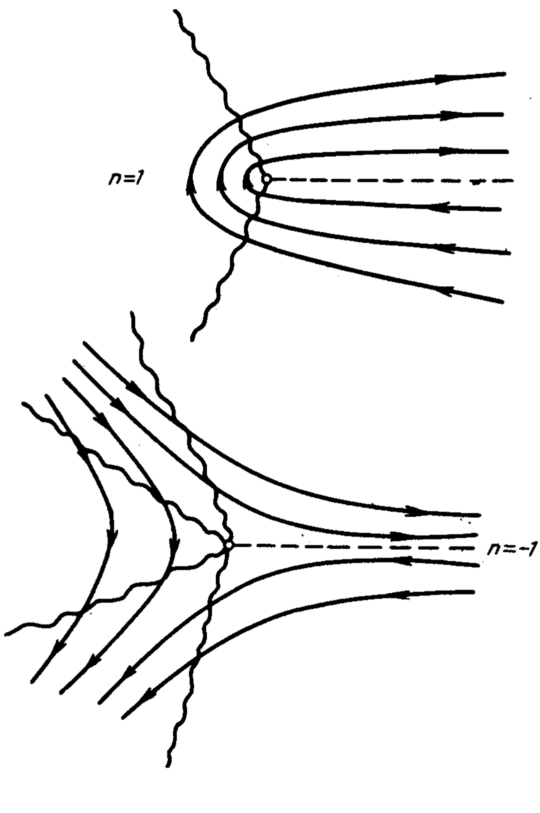
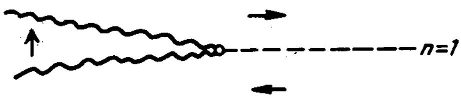


Рис. 2

Из "нечетных" дисклинаций устойчивыми являются лишь дисклинации с $n = \pm 1$. Остальные снова седла [3]. Поле направлений вектора s ("линии тока") на малых расстояниях $r < r_0 = (J/a)^{1/2}$ от особой линии показано на рис. 2. Конечность анизотропии приведет к тому, что на больших расстояниях $r > r_0$ распределение s станет в основном однородным, а все "быстрые" повороты s будут происходить лишь внутри блоховских стенок. На рис. 3 изображены соответствующие картинки со 180- и 90-градусными границами. Прерывистая линия на рис. 2 и рис. 3, на которой s меняет знак не является особой, так как параметр порядка l на ней непрерывен (см. (2)).



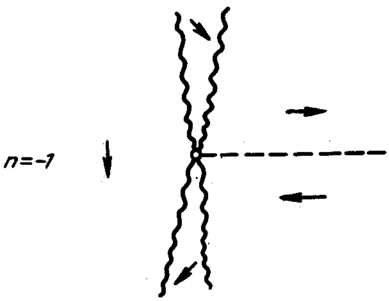


Рис. 3

Доменная граница обладает обычной поверхностной энергией σ $(aJ)^{1/2}$. Поэтому на дислокации, на которых начинаются или пересекаются доменные границы, будут действовать постоянные натяжения, стремящиеся уменьшить суммарную поверхность границ. Было бы интересно обнаружить дополнительное движение дислокаций, связанное с переходом в антиферромагнитное состояние.

Институт теоретической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 декабря 1976 г.

Литература

[1] И.Г.Чистяков. УФН, 89, 563, 1966.

[2] P.G.de Gennes. The Physics of Liquid Crystals, Oxford University Press, London, 1974.

[3] С.И.Анисимов, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 63, 1460, 1972.

[4] P.G.de Gennes. Phys. Lett., 44A, 271, 1973; V.Ambegaokar, P.G.de Gennes, D.Rainer. Phys. Rev., 9A, 2676, 1974.

[5] Г.Е.Воловик, В.П.Минеев. Письма в ЖЭТФ, 24, 605, 1976.