

- [7] Diebold U., Preisinger A. et al. // Surf. Sci. 1988. V. 197. N 1—2. P. 430—443.  
 [8] Lirie P. G., Wilson J. M. // Surf. Sci. 1977. V. 65. P. 476—481.  
 [9] Вавилов В. С., Гиппиус А. А., Конорова Е. А. Электронные и оптические процессы в алмазе. М.: Наука, 1985. 119 с.

Челябинский  
 государственный педагогический институт  
 Челябинск

Поступило в Редакцию  
 29 июня 1988 г.  
 В окончательной редакции  
 21 июня 1989 г.

УДК 538.221

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989  
 Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

## ТЕОРИЯ ГИСТЕРЕЗИСА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ $2\pi$ -ЛИНИЙ БЛОХА ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Ю. А. Димашко

Последние годы наблюдается повышенный интерес к структуре доменных границ (ДГ) в ЦМД-материалах, обусловленный появлением новых идей в области записи информации. Циклом работ [1-3] был представлен ряд экспериментальных результатов по перемагничиванию ДГ квазистатическим магнитным полем. Среди них обращает на себя внимание гистерезисный характер переключения полярности ДГ уже в слабых полях, далеких от поля насыщения  $H_c = 8M$ . Авторы первоначально полагали, что он свидетельствует о коэрцитивности вертикальных блоховских линий (ВБЛ), перемещаемых магнитным полем [1]. Затем было приведено объяснение [3], основанное на возможности соединения ВБЛ в кластеры. Во всех работах [1-3] упоминалась роль горизонтальных блоховских линий (ГБЛ) при перемагничивании ДГ, однако она ограничивалась обратимыми изменениями структуры ДГ на начальном этапе процесса перемагничивания. В связи с этим следует также отметить ряд теоретических работ [4-6], посвященных зарождению  $2\pi$ -ГБЛ при перемагничивании ДГ. Во всех этих работах процесс зарождения  $2\pi$ -ГБЛ трактуется как обратимый. Ниже будет показано, что в действительности процесс зарождения ГБЛ при росте перемагничивающего поля и их исчезновения при понижении поля имеет явно выраженный гистерезис.

Рассматривается ДГ в легкоосной ферромагнитной пленке (ФМП), занимающей область  $-h/2 < z < h/2$ . Легкая ось параллельна оси  $Z$ , ДГ лежит в плоскости  $XZ$  и поляризована в направлении  $OX$ . Основными приближениями являются: 1) большой фактор качества ( $Q = K/2\pi M^2 \gg 1$ ), 2) достаточно большая толщина  $h$  ФМП ( $h/\Lambda_0 \gg 1$ ), 3) малость перемагничивающего поля  $H_x$  по сравнению с характерным полем  $H_c = 8M$  ( $|H_x|/8M \ll 1$ ). Здесь  $A$ ,  $K$  — постоянные обмена и одноосной анизотропии;  $M$  — спонтанная намагниченность;  $\Lambda_0 = (A/2\pi M^2)^{1/2}$  — параметр ширины БЛ. Линейная плотность энергии ГБЛ, имеющей координату  $z$ , равна [7]

$$\lambda = 8AQ^{-1/2} (\sin \Phi - \Phi \cos \Phi), \quad (1)$$

где  $\Phi$  — полуамплитуда скачка азимутального угла на ГБЛ. Она определяется соотношением [7]

$$\cos \Phi = H_y/8M, \quad (2)$$

где

$$H_y = 4M \ln [(h/2 + z)/(h/2 - z)] \quad (3)$$

— напряженность магнитного поля, создаваемого поверхностью ФМП в плоскости ДГ. Из (2), (3) следует явная зависимость  $z$  от  $\Phi$

$$z = (h/2) \operatorname{th} \cos \Phi. \quad (4)$$

На единицу длины ГБЛ действуют силы: 1)  $F_z = -\partial\lambda/\partial z$  — натяжение ГБЛ, стремящееся вытеснить ее на поверхность ФМП; 2)  $F_H = 2\pi\Delta_0 M H_x \sin\Phi$  — магнитное давление, направленное при  $H_x < 0$  к середине ДГ. Здесь  $\Delta_0 = (A/K)^{1/2}$  — параметр ширины ДГ.

Полная сила, действующая на единицу длины ГБЛ, равна

$$F = F_\lambda + F_H = \frac{8A}{\Lambda_0} Q^{-1} \sin\Phi \left( \frac{H_x}{8M} + \frac{2\Delta_0}{h} G(\Phi) \right), \quad (5)$$

где

$$G(\Phi) = -\frac{h\Phi}{2} \left( \frac{dz}{d\Phi} \right)^{-1} = \frac{\Phi \operatorname{ch}^2(\cos\Phi)}{\sin\Phi}.$$

График зависимости  $G(\Phi)$  представлен на рис. 1. Обращает на себя внимание глобальный минимум в точке  $\Phi_0 = 1.306$ ,  $G(\Phi_0) = 1.448$ . Ввиду монотонной зависимости (4) координаты  $z$  ГБЛ от  $\Phi$  ( $dz/d\Phi < 0$ ) график  $G(\Phi)$  позволяет полностью исследовать эволюцию ГБЛ под действием пере-

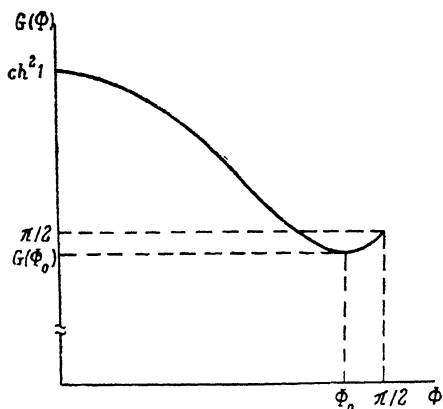


Рис. 1.

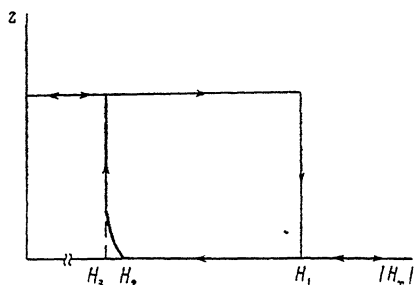


Рис. 2.

магничивающего поля  $H_x < 0$ . Она состоит в следующем: 1) в исходном состоянии ( $H_x = 0$ ) ГБЛ отсутствуют; 2) при увеличении модуля перемагничивающего поля  $|H_x|$  выше критического значения  $H_1 = 8M (2\Delta_0/h) \times \operatorname{ch}^2 1$  в точках  $z = \pm h/2 \operatorname{th} 1$  зарождаются две ГБЛ, которые скачком перемещаются в центр ДГ ( $z=0$ ), образуя  $2\pi$ -ГБЛ; 3) при дальнейшем уменьшении величины поля  $|H_x|$  ниже значения  $H_1$   $2\pi$ -ГБЛ не расщепляется вплоть до критического значения  $H_2 = 8M (\pi\Delta_0/h)$ ; 4) при  $|H_x| = H_2$   $2\pi$ -ГБЛ расщепляется на две ГБЛ, монотонно удаляющиеся от центра ДГ, с уменьшением поля вплоть до его критического значения  $H_3 = 8M \times (2\Delta_0/h) G(\Phi_0)$ ; 5) при  $|H_x| = H_3$  две ГБЛ одновременно совершают скачок из точек  $z = \pm h/2 \operatorname{th} \cos\Phi_0$  в точки  $z = \pm h/2 \operatorname{th} 1$ , где и исчезают ( $\Phi=0$ ).

Диаграмма зависимости координаты  $z$  ГБЛ от величины перемагничивающего поля  $|H_x|$  показана на рис. 2. Представляет интерес сравнить теоретическое значение относительной величины гистерезиса зарождения и расщепления  $2\pi$ -ГБЛ

$$[(H_1 - H_2)/H_1]_{\text{теор}} = 1 - \pi/2 \operatorname{ch}^2 1 = 0.340 \quad (6)$$

с экспериментальными данными работы [2] ( $H_1 = 8$  Э,  $H_1 - H_2 = \Delta H = 2.6$  Э)

$$[(H_1 - H_2)/H_1]_{\text{эксп}} = 0.325. \quad (7)$$

Таким образом, гистерезисный характер переключения поляризации ДГ в слабых магнитных полях, обнаруженный в [1-3], объясняется гистерезисом  $2\pi$ -ГБЛ, образующихся при  $|H_x| = H_1$ , а расщепляющихся при  $|H_x| = H_2$ .

В заключение отметим, что полученные результаты являются низшим приближением по параметрам  $|H_x|/8M$  и  $\Lambda_0/k$ , в котором не учитывается влияние поля  $H_x$  на структуру ГБЛ. Причина эффективности такого приближения состоит в том, что при этом функционал энергии сводится к функции от одной переменной  $\Phi$  [5]. Производная от нее (с точностью до знакоопределенного множителя) совпадает с правой частью равенства (5). Подробный анализ этого приближения и обоснование его корректности также содержатся в работе [5]. В этой работе, однако, отсутствует последование локальной устойчивости ГБЛ.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ялышев Ю. А., Лукаш К. И., Показаньев В. Г. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1549—1551.
- [2] Показаньев В. Г., Ялышев Ю. И., Лукаш К. И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 11. С. 666—669.
- [3] Ялышев Ю. И., Политов В. Ю., Показаньев В. Г. // ФММ. 1986. Т. 62. № 1. С. 61—68.
- [4] Hubert A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2276—2283.
- [5] Гуревич В. А., Моносов Я. А. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 10. С. 2897—2906.
- [6] Gallagher T. J., Humphrey F. B. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 11. P. 7093—7101.
- [7] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
24 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
26 июня 1989 г.

УДК 537.621

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 11, 1989

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В $Fe_2P$

С. В. Павлов

Двухподрешеточные магнетики на основе фосфида железа при изменении температуры испытывают два фазовых перехода (ФП) — из парамагнитной фазы (ПМ) в метамагнитную ( $MM_1$ ) и затем из фазы  $MM_1$  в ферромагнитную (ФМ) [1]. Под действием давления область существования фазы  $MM_1$  сужается, при давлении  $\approx 3.5$  кбар исчезает, и при дальнейшем увеличении давления система из ПМ фазы переходит в новую метамагнитную фазу  $MM_2$ , а затем в фазу ФМ [2].

Целью данной работы явилось построение феноменологической модели, описывающей такое сложное поведение магнетиков на основе фосфида железа.

Для феноменологического описания двухподрешеточных систем необходимо использовать разложение термодинамического потенциала по степеням двух параметров порядка. В этом случае всегда имеется произвол в выборе числа членов в разложении, необходимых и достаточных для адекватного описания системы вблизи точек ФП, поскольку в разложении оказывается 5 членов 4-й степени, 7 членов 6-й степени и т. д. Произвол полностью устраняется, если при построении феноменологической модели использовать методы теории катастроф [3], а в качестве модели —  $\min$ -функции [4]. Такое построение вместе с теоретико-групповым анализом позволяет адекватно описать сложное поведение двухподрешеточных магнетиков на основе  $Fe_2P$  и непростое поведение магнитной восприимчивости в зависимости от давления и отклонения от стехиометрии [2]. Это поведе-