сталічного Si при наступному γ-, електронному та нейтронному опроміненнях. Виходячи з аналізу одержаних експериментальних результатів, запропоновано п'ять основних механізмів впливу попередніх ТО на поведінку Si під впливом іонізуючого опромінення.

SUMMARY. The influence of preliminary heat treatments (PHT) in the temperature range 400-1200 °C on the behaviour of single-crystal Si parameters under γ-electron and neutron irradiation was studied using IR-absorption, DLTS, photoconductivity, Hall effect and REM. Five basic mechanisms of the PHT effect on the behaviour of irradiated Si were determined from the experimental results: 1) precipitation of impurities which can interact with radiation defects (RD); 2) modification of the RD charge state as a result of generation of electrically active thermodefects (TD); 3) generation of TD which can interact with RD; 4) modification of efficiency of intrinsic getters for RD due to impurity redistribution; 5) disturbance of electrical homogeneity of the Si crystal as a result of generation of accumulations of electrically active TD.

УДК 513.19

С. Н. Ляхимец, Д. Д. Шека

ТОРМОЖЕНИЕ БЫСТРОДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В МАГНЕТИКАХ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

Рассмотрены процессы релаксации доменной границы (ДГ) в магнетиках типа ферритов с редкоземельными (R) ионами. Исследованы различные диапазоны торможения ДГ по скорости. Проанализирован переход от линейного вязкого режима к нелинейному, характерному для рождения парамагнонов.

1. Хорошо известно, что уже малые добавки R-ионов в магнетиках типа ферритов приводят к сильному усилению магнитной релаксации, в частности к уменьшению подвижности ДГ [1]. При не очень больших скоростях v ДГ торможение носит обычный вязкий характер — сила торможения $f(v)$, действующая на ДГ, линейна по скорости: $f(v) \sim v$. С другой стороны, в работе [2] показано, что с увеличением v $f(v)$ может иметь нелинейный характер, а при $v \geqslant g_r |\vec{H}_e| x_0$, где g_r — магнитомеханическое отношение, $\vec{H}_e$ — обменное поле, действующее на R-ионы со стороны Fe-подрешетки, x_0 — толщина ДГ; динамика R-спинов такова, что $f(v)$ не зависит от скорости вообще. В этом случае оказалось, что R-спин не успевает отклоняться вслед за изменяющимся в ДГ полем H_e и $f(v)$ (на единицу площади ДГ) равна просто изменению энергии R-спинов в инвертированном обменном поле до и после прохождения ДГ: $f(v) \approx \vec{M}(\vec{H}_e(+\infty) - \vec{H}_e(-\infty))$, где $\vec{H}_e(\pm\infty)$ — обменные поля в доменах, $\vec{M}$ — намагниченность R-подрешетки.

Цель настоящей работы — проследить переход от линейного вязкого режима торможения при малых v к нелинейному режиму при возрастании v (в работе [2] линейный режим отсутствовал, поскольку не учитывалась релаксация R-подрешетки).

2. Объединим все R-ионы в одну магнитную R-подрешетку, которую будем характеризовать вектором намагниченности $\vec{M}(\vec{r}, t)$. При этом пренебрегаем анизотропностью R-ионов, находящихся в решетке магнетика в неэквивалентных кристаллических позициях, и считаем R—Fe-взаимодействие гейзенберговским и изотропным. Во-первых, это справедливо для слабоанизотропных R-ионов, таких, как Gd^{3+} [1]. Во-вторых, с анизотропией и негейзенберговостью R—Fe-взаимодействия

© С. Н. Ляхимец, Д. Д. Шека, 1991

связана так называемая продольная релаксация, вклад которой в торможение ДГ подробно изучался в [3—5]. Этот механизм релаксации также приводил к зависимости $f(v) \sim v$ при малых v и мог бы быть учтен в наших формулах (см. ниже (9)) простой перенормировкой коэффициента трения $\eta \sim f(v)/v$. Кроме того, продольная релаксация становится несущественной при низких температурах $T \ll E_e$ [3, 4], где E_e — энергия расщепления уровней R-иона в обменном поле ($E_e \approx \approx \hbar g_r H_e$). Поэтому учет анизотропности R-ионов для анализа указанной в пункте 1 смены режимов торможения ДГ не принципиален.

Обменное поле $\vec{H}_e$ определяется ориентацией суммарной намагниченности Fe-подрешетки, которую будем характеризовать ортом $\vec{e}_3$: $\vec{H}_e = H_e \vec{e}_3$ и в силу изотропности R—Fe-взаимодействия $H_e = \text{const}$.

Динамику намагниченности $\vec{M}$ будем описывать уравнением движения

$$\dot{\vec{M}} = -g_r [\vec{M}, \vec{F}] + \vec{\Lambda}, \tag{1}$$

в котором эффективное поле $\vec{F} = -\delta W/\delta \vec{M}$, W — свободная энергия R-подрешетки, Λ — релаксационное слагаемое. Поскольку R-подрешетка парамагнитна,

$$W = \int d\vec{r} \left(-\vec{H}_e \vec{M} + (M)^2/2\chi\right), \tag{2}$$

где χ — парамагнитная восприимчивость R-ионов.

Следуя общему подходу, развитому В. Г. Барьяхтаром [6, 7], определим диссипативную функцию Q R-подрешетки как квадратичную функцию по $\vec{F}$. Поскольку для R-подрешетки единственным избранным направлением является направление обменного поля $\vec{H}_e$, то Q должна быть инвариантна по отношению к вращениям $\vec{F}$ вокруг оси $\vec{e}_3$ и поэтому

$$Q = \frac{1}{2} \int d\vec{r} \left[\lambda_{\parallel} (\vec{F}\vec{e}_3)^2 + \lambda_{\perp} \left((F)^2 - (\vec{F}\vec{e}_3)^2\right)\right]. \tag{3}$$

В (3) $\lambda_{\parallel}$ и $\lambda_{\perp}$ — релаксационные постоянные, характеризующие два различных механизма: продольную релаксацию длины намагниченности к равновесному значению и поперечную релаксацию ее направления к равновесному направлению $\vec{e}_3$. Релаксационное слагаемое $\vec{\Lambda} = \delta Q/\delta \vec{F}$ [6, 7]. Через функцию Q можно определить интересующую нас силу торможения $f(v)$: $f(v) = 2Q/vS$, где S — площадь ДГ. С помощью (2), (3) и сделанных выше определений вместо (1) можно рассматривать выражение для эффективного поля $\vec{F}$:

$$\dot{\vec{F}} + g_r [\vec{F}, \vec{H}_e] + \gamma_{\parallel} (\vec{F}\vec{e}_3)\vec{e}_3 + \gamma_{\perp} (\vec{F} - (\vec{F}\vec{e}_3)\vec{e}_3) = \dot{\vec{H}}_e, \tag{4}$$

в котором точка означает дифференцирование по времени, величины $\gamma_{\parallel} = \lambda_{\parallel}/\chi$ и $\gamma_{\perp} = \lambda_{\perp}/\chi$ имеют смысл продольной и поперечной частот релаксации R-подрешетки, причем для реальных магнетиков они существенно меньше обменной частоты $\omega_e = g_r H_e$.

В общем случае необходимо решать совместную систему уравнений движения для Fe- и R-подрешеток. При записи уравнения движения Fe-подрешетки в эффективное поле входит слагаемое, учитывающее влияние R-ионов. В силу (2) это слагаемое равно $\chi \sum\limits_{i=x,\ y,\ z} (H_{ei} - F_i) \times$ $\times (\partial H_{ei}/\partial \vec{M}_0)$, где $\vec{M}_0$ — намагниченность Fe-подрешетки. Однако анализ динамики R-подрешетки (см. ниже уравнения (5)) показывает, что в диапазоне скоростей $v \ll \omega_e x_0$ $|\vec{F}| \ll |\vec{H}_e|$, т. е. неравновесность R-ионов мала. Поэтому динамический вклад R-подрешетки в формирование

структуры ДГ мал при $v \ll \omega_e x_0$, в то время как статический вклад может быть значителен и учтен перенормировкой констант взаимодействия. На основании сказанного рассмотрение динамики Fe- и R-подрешеток можно разделить, не нарушая самосогласованности задачи. При этом можно пренебречь обратным динамическим вкладом R-ионов в динамику Fe-подрешетки и считать ее заданной.

3. Будем рассматривать 180°-ную блоховскую ДГ, движущуюся со скоростью v вдоль оси x. Ей соответствует $\vec{H}_e = H_e \vec{e}_3(\xi)$, $\xi = (x - vt)/x_0$, $\vec{e}_3 = (\vec{e}_z \cos\vartheta + \vec{e}_y \sin\vartheta)$, $\cos\vartheta = \operatorname{th}\xi$, где $\vec{e}_z$ — орт вдоль легкой оси магнетика.

Уравнения движения (4) удобно записать в подвижном базисе $\vec{e}_1 = \vec{e}_x$, $\vec{e}_2 = \vec{e}_y \cos\vartheta - \vec{e}_z \sin\vartheta$, $\vec{e}_3$ для проекций $F_3 = \vec{F}\vec{e}_3$, $F = \vec{F}\vec{e}_1 + i\vec{F}\vec{e}_2$:

$$\frac{dF}{d\xi} - i(\alpha + i\delta_\perp)F = \frac{H_e - F_3}{i \operatorname{ch}\xi}, \tag{5}$$

$$\frac{dF_3}{d\xi} + \delta_\parallel F + \frac{F - F^*}{2i \operatorname{ch}\xi} = 0,$$

где $\alpha = \omega_e x_0/v$, $\delta_{\parallel(\perp)} = \gamma_{\parallel(\perp)} x_0/v$.

С учетом (3), (5)

$$f(v) = \chi H_e \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_0^{\infty} d\eta \frac{(H_e - F_3(\xi - \eta)) \cos\alpha\eta \exp(-\delta_\perp \eta)}{\operatorname{ch}\xi \operatorname{ch}(\xi - \eta)}. \tag{6}$$

Проанализируем формулу (6) в диапазоне скоростей $v \ll \omega_e x_0$ ($\alpha \gg 1$). Тогда, как следует из (5), F_1, F_2, $F_3 \ll H_e$. С учетом этого, изменяя порядок интегрирования в (6),

$$f(v) = \frac{f_0}{2} \operatorname{Re}\Psi'\left(\frac{1 + \delta_\perp}{2} + \frac{i\alpha}{2}\right), \tag{7}$$

где $f_0 = 2\chi H_e^2$, $\Psi(z)$ — функция Эйлера, $\Psi'(z) = d/dz(\Psi)$.

В случае малых скоростей $v \ll \gamma_\perp x_0$ ($\delta_\perp \gg 1$) можно воспользоваться асимптотической формулой для $\Psi(z)$ при $|z| \gg 1$ [8]

$$\Psi(z) = \ln z + O(1/z). \tag{8}$$

Тогда можно записать

$$f(v) = f_0 \frac{\gamma_\perp}{\gamma_\perp^2 + \omega_e^2} \frac{v}{x_0} + O(v^2), \tag{9}$$

что соответствует вязкому режиму [4].

Для скоростей в диапазоне $\gamma_\perp x_0 \ll v \ll \omega_e x_0$ в силу того, что параметр $\delta_\perp$ малый, функцию $\Psi(z)$ в (8) можно разложить в ряд по $\delta_\perp$:

$$\operatorname{Re}\Psi'\left(\frac{1 + \delta_\perp}{2} + \frac{i\alpha}{2}\right) = \operatorname{Re}\Psi'\left(\frac{1}{2} + \frac{i\alpha}{2}\right) + \frac{\delta_\perp}{2} \operatorname{Re}\Psi''\left(\frac{1}{2} + \frac{i\alpha}{2}\right). \tag{10}$$

Исходя из известных функциональных соотношений для Ψ-функций $\Psi(z + 1/2) = \Psi(1/2 - z) + \pi \operatorname{th}\pi z$, для первого слагаемого в (10) получается формула $\operatorname{Re}\Psi'(1/2 + i\alpha/2) = (1/2)\pi^2 \operatorname{ch}^{-2}(\pi\alpha/2)$, которая уже содержит неаналитичность по скорости. Второй член в (10) необходимо оценивать с помощью (8): $\operatorname{Re}\Psi''(1/2 + i\alpha/2) \approx 4/\alpha$. В результате

$$f(v) = f_0 \frac{\gamma_\perp v}{\omega_e^2 x_0} + f_0 \frac{\pi^2}{4 \operatorname{ch}^2(\pi\omega_e x_0/2v)}. \tag{11}$$

Зависимость (11) позволяет проследить переход от вязкого режима при увеличении v к нелинейному, определяемому в (11) вторым слагаемым, пропорциональным экспоненциальному множителю $\exp(-\pi\omega_e x_0/v)$. Как показано в [9], такой множитель возникает всегда, когда в системе под действием движущейся ДГ происходит рождение квазичастиц, обладающих энергией активации. В нашем случае такой квазичастицей, которую можно было бы назвать парамагноном с энергией активации $\hbar\omega_e$, является отклонение R-спинов.

Характерная скорость v^*, при которой $f(v)$ будет определяться вторым слагаемым в (11), равна

$$v^* = \frac{\pi\omega_e x_0}{\ln(\pi\omega_e/\gamma_\perp)}. \tag{12}$$

Сделаем числовые оценки. При характерных, например, для R-ионов в феррит-гранатах величинах $H_e \approx 10^5$ Э, $\omega_e \approx 10^{12}$ с$^{-1}$, $\gamma_\parallel \approx 10^9 \div 10^{11}$ с$^{-1}$, $\gamma_\perp \approx 10^{11} \div 10^{12}$ с$^{-1}$, $x_0 \approx 10^{-6}$ см скорость v^* принимает значения 10^5—10^6 см/с, т. е. на пределе достижимости максимальных скоростей в реальных экспериментах. Однако такая скорость вполне может иметь место в ортоферритах, в которых максимальная скорость ДГ достигает 10^6 см/с.

В диапазоне скоростей $v \gg \omega_e x_0$ опять встает проблема о самосогласованности системы уравнений для Fe- и R-подрешеток. Однако обратным влиянием R-ионов на Fe-подрешетку можно пренебречь, если собственная энергия Fe-подрешетки, пропорциональная $H_a M_0$, где H_a — поле анизотропии без учета R—Fe-взаимодействия, значительно больше энергии R—Fe-взаимодействия, пропорциональной χH_e^2, что справедливо при не очень высокой концентрации R-ионов: $c \ll c^* = (H_a/H_e)(T/E_e)\Omega^{-1}$, Ω — объем, приходящийся на формульную единицу. При $H_a \approx 10^3$ Э, $T \approx 10^2$ К величина c^* принимает значения порядка $10^{-1}\ \Omega^{-1}$. В этом случае сила торможения, как отмечалось в пункте 1, стремится к постоянному значению [2]:

$$f(v) = f_0 + O(1/v). \tag{13}$$

Не обсуждая подробно возможности достижения режима $v \gg \omega_e x_0$, отметим, что для этого необходимо значение внешнего ведущего поля $H \approx H_e(M/M_0) + f'(v)(1/2M_0)$ ($f'(v)$ — сила трения, не связанная с R-ионами), которое при малых M может быть реальным.

4. Результат (11) допускает простую квантово-механическую интерпретацию, которую удобно провести на модели R-иона со спином $s = 1/2$. К такой (дублетной) модели часто приходят, когда при рассмотрении R-иона учитывают лишь два нижайших уровня (см. [3—5]). Тогда эффективный гамильтониан R-иона в подвижном базисе $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ имеет вид (более подробно см. [4])

$$\hat{H} = \sum_n \left[\frac{\hbar\omega_e}{2} \hat{\sigma}_{3,n} + \vec{V}_n(t) \right], \tag{14}$$

где оператор $\hat{V}_n(t) = (1/2)\,\hbar v x_0^{-1} \operatorname{ch}^{-1}((vt - x_n)/x_0)\,\hat{\sigma}_1$ при $v \ll \omega_e x_0$ можно рассматривать как возмущение ($\hat{\sigma}_\alpha$, $\alpha = 1, 2, 3$ — матрицы Паули) и для расчета $f(v)$ пользоваться стандартной теорией квантовых переходов, n — номер узла R-иона. Не трудно убедиться в том, что $f(v) = f_0 w_{fi}$, а вероятность перехода w_{fi} определяется формулой

$$w_{fi} = \frac{\pi}{4} \int \frac{dv}{\operatorname{ch}^2(\pi v x_0/2v)} \frac{\gamma_\perp^2}{\gamma_\perp^2 + (\omega_e - v)^2}, \tag{15}$$

в которой учтено, что плотность конечных состояний не является δ-функцией, а имеет конечную полуширину $\gamma_\perp$, совпадающую с частотой поперечной релаксации $\gamma_\perp$. Интеграл (15) в общем виде не вычисляется. Однако его подынтегральная функция имеет два острых максимума при $\nu=0$ и $\nu=\omega_e$, поэтому (15) можно достаточно точно представить в виде суммы двух интегралов, которые легко вычислить вблизи каждого максимума. Таким образом, можно убедиться, что выражение для $\hat{f}(v)$, полученное на основании (15), при $v \ll \omega_e x_0$ совпадает с (11).

В заключение выражаем благодарность Б. А. Иванову за внимание к работе и полезное обсуждение результатов.

1. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами.— М. : Мир, 1982.
2. *Иванов Б. А., Мицай Ю. Н., Шахова Н. В.* // Письма в ЖТФ.— 1984.— **10**, вып. 15.— С. 901—904.
3. *Teale R. W.* // Physics of magnetic garnet.— Oxford : S. n., 1978.— P. 270—319.
4. *Ivanov B. A., Lyakhimets S. N.* // J. Magn. and Magn. Mater.— 1990.— **86**, N 1.— P. 61—70.
5. *Иванов Б. А., Ляхимец С. Н.* // Письма в ЖТФ.— 1990.— **15**, вып. 11.— С. 23—27.
6. *Барьяхтар В. Г.* // ФТТ.— 1987.— **29**, вып. 5.— С. 1317—1321.
7. *Барьяхтар В. Г.* // ЖЭТФ.— 1988.— **94**, вып. 4.— С. 196—206.
8. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.— М. : Физматгиз, 1962.
9. *Зуев А. В., Иванов Б. А.* // ЖЭТФ.— 1982.— **82**, вып. 5.— С. 1679—1686.
10. *Van-Vleck J. H.* // J. Appl. Phys.— 1964.— **35**, N 3.— P. 882—888.

Ин-т металлофизики АН УССР, Киев

Получено 11.02.91

РЕЗЮМЕ. Розглянуто процеси релаксації доменної межі (ДМ) в магнетиках типу фериту з рідкісноземельними іонами. Досліджено різні діапазони швидкості гальмування ДМ. Проаналізовано перехід від лінійного в'язкісного режиму до нелінійного, характерного для народження парамагнонів.

SUMMARY. The domain wall relaxation processes are considered in the ferrite-type magnets with rare-earth ions. Different velocity ranges of the domain wall retardation are examined. Transition from the mechanism of linear viscous friction to nonlinear one with paramagnons formation is analyzed.

УДК 538.9

З. О. Гурський, Я. Г. Чушак

РОЗРАХУНОК ВІЛЬНОЇ ЕНЕРГІЇ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ МЕТОДОМ КОЛЕКТИВНИХ ЗМІННИХ

Запропоновано новий підхід для дослідження термодинамічних властивостей високотемпературних надпровідників (ВТНП). Методом колективних змінних (КЗ) обчислено статистичну суму складної сполуки, на кількох підгратках якої реалізується непорядок типу заміщення. Одержано явний вираз для вільної енергії як функції температури та концентрації компонентів. Результати теорії ілюструються розрахунком температури переходу T_0 з тетрагональної (ТГ) фази в орторомбічну (ОР) у ВТНП $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Обчислена теоретично залежність T_0 від концентрації кисню δ добре узгоджується з експериментальними даними.

Характерною рисою відомих на цей час ВТНП є наявність непорядку. ВТНП являють собою фактично квазібінарні невпорядковані системи типу заміщення, причому непорядок може реалізовуватися на

© З О. Гурський, Я. Г. Чушак, 1991