Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. С. Ясников, Релаксация внутренних полей упругих напряжений в пентагональных микротрубках в процессе их роста при электрокристаллизации меди, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2005, выпуск 38, 90–95

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu379>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 35.174.16.151

26 апреля 2023 г., 16:59:49

возбуждения в этих областях могут описываться на языке двухуровневых систем. Поэтому в таком ферромагнетике наблюдается аномально большая теплоемкость.

Уже очень простые магнитные измерения показывают, что ниже определенной температуры T_g магнитная восприимчивость образца зависит от его предыстории: охлаждение в магнитном поле и включение поля после охлаждения до температур ниже T_g приводит к разным значениям магнитного момента. Изотермическая намагниченность M_{ZFC} , полученная охлаждением в нулевом поле, является необратимой, а термостатическая M_{FC} (охлаждением в поле) обратима. Термостатическая восприимчивость, как правило, почти не зависит от температуры ниже T_g . Необратимость восприимчивости наблюдается во всех спиновых стеклах и является одним из главных и наиболее простых критериев перехода системы в состояние спинового стекла, а T_g считается температурой перехода в это состояние.

Во внешнем магнитном поле необратимость восприимчивости сохраняется, но начинается она при меньших температурах, причем поля всего в сотни гаусс сдвигают T_g на большую величину, порядка градуса.

Физика спин-стекольного состояния, изложенная в настоящей работе, это качественное представление того, что происходит в неупорядоченных магнетиках со случайными взаимодействиями, и автором сделана попытка построить теорию спиновых стекол, которая описывала бы реальные спиновые стекла и моделирующие их системы.

Обозначенные исследования имеют большое политехническое значение; раскрывают основные направления научно-технического прогресса в области новых магнитных материалов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. Спиновые стекла // Известия высших учебных заведений. Физика, 1984. № 10. С. 23–30.
2. Белозерова Т. С., Хеннер Е. К. Дипольные спиновые стекла // Физика твердого тела, 1984. Т. 26, вып. 1. С. 83–88.
3. Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. Спиновые стекла и неэргодичность // Успехи физических наук, 1989. Т. 157, вып. 2. С. 267–270.
4. Сабурова Р. В., Чугунова Г. П. Релаксационная динамика изинговского спинового стекла в поперечном поле // Изв. РАН. Физика твердого тела, 1994. Т. 36, вып. 12. С. 351.
5. Зайцев И. А., Минаков А. А., Галонзка Р. Р. Релаксация намагниченности в спиновых стеклах выше температуры перехода // Изв. РАН Физика твердого тела. 1988. Том 30. вып. 7. С. 220.
6. Доценко В. С. Физика спин-стекольного состояния // Успехи физических наук, 1993. Т. 163, вып. 6. С. 18.

Поступила 11.02.2005 г.
После переработки 22.06.2005 г.

УДК 541.138.3

И. С. Ясников

РЕЛАКСАЦИЯ ВНУТРЕННИХ ПОЛЕЙ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ПЕНТАГОНАЛЬНЫХ МИКРОТРУБКАХ В ПРОЦЕССЕ ИХ РОСТА ПРИ ЭЛЕКТРОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕДИ

В работе термодинамически обосновано наблюдаемое в экспериментах образование перемычек, возникающих перпендикулярно граням внутренней полости пентагональных микротрубок, выросших до определённых размеров в процессе электрокристаллизации меди, а также последующее преобразование микротрубок в монокристаллы. Образование перемычек в растущих пентагональных микротрубках описывается в рамках линейного приближения термодинамики неравновесных процессов и может трактоваться как возможный канал релаксации внутренних полей упругих напряжений в пентагональных микротрубках для сохранения пятерной симметрии в процессе их роста.

Проведённые автором эксперименты по электроосаждению меди выявили многообразие форм роста образующихся пентагональных кристаллов при варьировании параметров, управляющих процессом электроосаждения. При этом среди наблюдаемых форм роста пентагональных кристаллов были выявлены кристаллы в виде пентагональных призм, как без полости (рис. 1, а), так и с полостью внутри (рис. 1, б)

Р и с. 1. Пентагональные кристаллы меди без полости (а) и с полостью (б), полученные методом электроосаждения на индифферентной подложке, а также диаграмма эволюции и формоизменения полости в нитевидном пентагональном микрокристалле (в)

В работе [1] была предпринята попытка обосновать наблюдаемое на практике возникновение и эволюцию полости в нитевидных пентагональных кристаллах, выросших до определённых размеров в процессе электрокристаллизации меди. Последующее преобразование полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл представлено в работе [2]. При этом растущий пентагональный кристалл рассматривался как открытая термодинамическая система, в которой процесс образования полости описывался в рамках линейного приближения термодинамики неравновесных процессов И. Р. Пригожина [3, 4].

В работах [1, 2] было получено уравнение, задающее в неявном виде функцию $R_0(R_1)$, которая определяет зависимость радиуса полости R_0 в нитевидном пентагональном кристалле от внешнего радиуса кристалла R_1 , при которых реализуется стационарное состояние в процессе роста кристалла:

$$\alpha Z \eta F \frac{\rho}{\mu} \pi R_0^2 + 2 \pi \gamma R_0 = \frac{G \omega^2}{16 \pi (1 - \nu)} \left[R_0^2 + \frac{4 R_0^2 R_1^2}{R_1^2 - R_0^2} \left(\ln \frac{R_0}{R_1} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь F — постоянная Фарадея ($F = 96\,500$ Кл/моль); ρ — плотность меди ($\rho = 8\,960$ кг/м³); μ — молярная масса меди ($\mu = 63 \cdot 10^{-3}$ кг/моль); η — перенапряжение на катоде ($\eta = 0,03 \dots 0,08$ В); Z — заряд иона в единицах элементарного заряда ($Z = 2$); γ — поверхностная энергия боковых граней кристалла (оценивается как $0,1$ Дж/м²); G — модуль упругости меди ($G = 5 \cdot 10^{10}$ Н/м²); a — параметр решётки ($a = 3,6 \cdot 10^{-10}$ м), ω — мощность семиградусной дисклинации на оси кристалла ($\omega = 0,128$ рад), ν — коэффициент Пуассона для меди ($\nu = 0,34$); α — доля энергии электрического тока, затраченная на формирование кристалла и дефектной структуры в нём ($\alpha \sim 0,1$) [5].

Параметризация уравнения (1) при условии $0 < \xi < 1$ приводит к следующей функциональной зависимости:

$$R_0(\xi) = \frac{2 \pi \gamma}{\frac{G \omega^2}{16 \pi (1 - \nu)} \left[1 + \frac{4 (\ln \xi)^2}{1 - \xi^2} \right] - \alpha Z \eta F \pi \frac{\rho}{\mu}}; \quad (2)$$

$$R_1(\xi) = \frac{2\pi\gamma}{\xi \left(\frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)} \left[1 + \frac{4(\ln \xi)^2}{1-\xi^2} \right] - \alpha Z \eta F \pi \frac{\rho}{\mu} \right)}.$$

График зависимости (2) представлен на рис. 1, в (функция № 1).

В работе [2] подчёркивалось, что для полого нитевидного пентагонального кристалла в процессе его роста существует некий критический размер R_{1m} и связанный с ним функциональной зависимостью размер полости $R_{0m}(R_{1m})$, выше которого энергетически выгодно преобразование полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл. При этом уравнение, определяющее в неявном виде зависимость $R_{0m}(R_{1m})$, имеет вид [2]

$$\begin{aligned} \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)} \left[R_{1m}^2 - R_{0m}^2 - \frac{4R_{0m}^2 R_{1m}^2}{R_{1m}^2 - R_{0m}^2} \left(\ln \frac{R_{0m}}{R_{1m}} \right)^2 \right] + 5 \cdot 2(R_{0m} + R_{1m}) \sin \frac{\pi}{5} \cdot \gamma_{100} + \\ + 5 \cdot (R_{1m} - R_{0m}) \cdot \gamma_t = 2\pi(R_{0m} + R_{1m}) \bar{\gamma}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\bar{\gamma}$ — средняя поверхностная энергия монокристалла ($\bar{\gamma} = 0,1 \text{ Га}$); γ_{100} — поверхностная энергия грани (100) (для меди $\gamma_{100} = 2,93 \text{ Дж/м}^2$); γ_t — энергия двойниковых границ (для меди $\gamma_t = 4 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/м}^2$). Вводя безразмерный параметр $\chi = R_{0m}/R_{1m}$ ($0 < \chi < 1$), уравнение (3) можно преобразовать к следующей функциональной зависимости, заданной в параметрической форме:

$$\begin{aligned} R_{0m}(\chi) = \frac{\frac{16\pi\chi(1-\nu)}{G\omega^2} \left[\left(2\pi\bar{\gamma} - 10 \sin \frac{\pi}{5} \gamma_{100} \right) (1+\chi) - 5\gamma_t(1-\chi) \right]}{1 - \chi^2 - \frac{4\chi^2 \ln^2 \chi}{1 - \chi^2}}; \\ R_{1m}(\chi) = \frac{\frac{16\pi(1-\nu)}{G\omega^2} \left[\left(2\pi\bar{\gamma} - 10 \sin \frac{\pi}{5} \gamma_{100} \right) (1+\chi) - 5\gamma_t(1-\chi) \right]}{1 - \chi^2 - \frac{4\chi^2 \ln^2 \chi}{1 - \chi^2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

График этой зависимости представлен на рис. 1, в (функция № 2).

Именно при размерах, заданных функциональной зависимостью $R_{0m}(R_{1m})$ произойдёт энергетически выгодное преобразование полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл.

Проведённые в последнее время эксперименты по электроосаждению меди в потенциостатическом режиме выявили сохранение пятерной симметрии в полых пентагональных кристаллах при размерах кристалла, превышающих размеры, определяемые зависимостью $R_{0m}(R_{1m})$.

При этом внутри полости было обнаружено образование перемычек, которые были расположены перпендикулярно граням внутренней пентагональной полости (рис. 2, а, б). Кристаллографический анализ пространственного расположения перемычек показал, что они эквивалентны кристаллографическим плоскостям (100) с поверхностной энергией $\gamma_{100} = 2,93 \text{ Дж/м}^2$. Данный экспериментальный факт свидетельствует о возможности релаксации упругих напряжений, связанных с дефектом дисклинационного типа, в полых пентагональных микротрубках (рис. 2, в). Пятерная симметрия при этом будет сохраняться до размеров значительно больших, чем те, которые определяются зависимостью $R_{0m}(R_{1m})$.

Учёт образования перемычек в полости приводит к добавлению нового слагаемого в уравнение (3):

$$\begin{aligned} \frac{G\omega^2}{16\pi(1-\nu)} \left[R_{1r}^2 - R_{0r}^2 - \frac{4R_{0r}^2 R_{1r}^2}{R_{1r}^2 - R_{0r}^2} \left(\ln \frac{R_{0r}}{R_{1r}} \right)^2 \right] + 5 \cdot 2(R_{0r} + R_{1r}) \sin \frac{\pi}{5} \cdot \gamma_{100} + \\ + 5 \cdot (R_{1r} - R_{0r}) \cdot \gamma_t + 5 \cdot \gamma_{100} \cdot R_0 = 2\pi(R_{0r} + R_{1r}) \bar{\gamma}. \end{aligned} \quad (5)$$

Аналогично, вводя безразмерный параметр $\chi = R_{0r}/R_{1r}$ ($0 < \chi < 1$), уравнение (5) преобразуется к следующей функциональной зависимости $R_{0r}(R_{1r})$, заданной в параметрической форме:

$$R_{0r}(\chi) = \frac{\frac{16\pi\chi(1-\nu)}{G\omega^2} \left[\left(2\pi\bar{\gamma} - 10\sin\frac{\pi}{5}\gamma_{100} \right) (1+\chi) - 5\gamma_t(1-\chi) + 5\gamma_{100}\chi \right]}{1-\chi^2 - \frac{4\chi^2 \ln^2 \chi}{1-\chi^2}};$$

$$R_{1r}(\chi) = \frac{\frac{16\pi(1-\nu)}{G\omega^2} \left[\left(2\pi\bar{\gamma} - 10\sin\frac{\pi}{5}\gamma_{100} \right) (1+\chi) - 5\gamma_t(1-\chi) + 5\gamma_{100}\chi \right]}{1-\chi^2 - \frac{4\chi^2 \ln^2 \chi}{1-\chi^2}}. \quad (6)$$

Р и с. 2. Образование перемычек в полости нитевидного пентагонального кристалла как одно из возможных направлений релаксации упругой энергии, связанной с дефектом дисклинационного типа:

a, б — электронно-микроскопические фотографии; *в* — схема образования

График этой зависимости представлен на рис. 1, *в* (функция № 3).

Проведённый анализ с учётом выявленных экспериментальных фактов позволяет сделать следующие выводы:

Существует некий критический размер кристалла в радиальном направлении R_{1min} , ниже которого образование полости в нитевидном пентагональном кристалле термодинамически невыгодно, поэтому в экспериментах при $R_1 < R_{1min}$ наблюдаются нитевидные кристаллы без полости внутри (рис. 3 *a, б*). При $R_1 > R_{1min}$ для сохранения стационарного состояния в процессе роста нитевидных пентагональных кристаллов термодинамически выгодно образование в них полости радиуса R_0 . График зависимости $R_0(R_1)$ представлен на рис. 1, *в* (функция № 1).

Графики функций $R_{0m}(R_{1m})$ (рис. 1, *в*, функция № 2) и $R_{0r}(R_{1r})$ (рис. 1, *в*, функция № 3), соответствующие границе энергетически выгодного преобразования полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл как без учёта, так и с учётом релаксации упругих напряжений, связанных с дефектом дисклинационного типа, соответственно разбивают функциональную зависимость $R_0(R_1)$ на несколько дуг (см. рис. 1, *в*).

На дуге ОА возможен рост пентагонального микрокристалла с полостью внутри, однако значение размера полости R_0 для такого роста неустойчиво (по Ляпунову) по отношению к флуктуациям и такие полости могут закрываться в процессе роста (рис. 3 *в, з, д*) [1, 2].

Р и с. 3. Нитевидные пентагональные кристаллы без полости (*а, б*) и с полостью внутри: (*в – г*) неустойчивое по Ляпунову состояние; (*е – ж*) устойчивое по Ляпунову состояние

На дуге ВС устойчивый рост полого пентагонального микрокристалла невозможен из энергетических соображений, однако выявленный канал релаксации упругих напряжений, связанных с дефектом дисклинационного типа сохраняет устойчивый рост кристалла вплоть до точки С. Именно на стадии роста, отвечающей дуге ВС, происходит образование перемычек, которые расположены перпендикулярно граням внутренней пентагональной полости (рис. 2 *а, б*) и, таким образом, сохраняют пентагональную симметрию в микротрубке в процессе её роста.

На дугах АЕ и CD графика зависимости $R_0(R_1)$ любые термодинамические флуктуации управляющих параметров ведут к энергетически выгодному преобразованию полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл.

Таким образом, в рамках проведённых исследований показано, что появление полости в нитевидном пентагональном кристалле, его рост, образование перемычек, расположенных перпендикулярно граням внутренней полости, и дальнейшее преобразование полого нитевидного пентагонального кристалла в монокристалл можно трактовать как эволюцию внутренней структуры кристалла, которая самоорганизуется так, чтобы сохранить стационарное состояние

в процессе роста кристалла. При этом образование перемычек можно трактовать как одно из возможных направлений релаксации упругой энергии, связанной с дефектом дисклинационного типа.

Стоит особо отметить, что перемычки, расположенные перпендикулярно граням внутренней полости, являются рёбрами жёсткости для пентагональной микротрубки и существенно увеличивают её жёсткость по отношению к изгибу. Пентагональные микротрубки такой конфигурации могли бы применяться в качестве микрозондов и микрощупов при диагностике и изучении морфологии поверхности физических объектов.

Следовательно, описание эволюции нитевидного пентагонального кристалла и его формоизменение в процессе роста с позиций неравновесной термодинамики и понятие стационарного состояния вполне корректно.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ясников И. С. , Викарчук А. А. , Филатов А. М. , Довженко О. А. Термодинамика образования полости в нитевидных пентагональных кристаллах в процессе электроосаждения меди // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.: Физ.-мат. науки, 2004. № 27. С. 196–200.
2. Ясников И. С. , Викарчук А. А. Термодинамика образования полости в пентагональных кристаллах в процессе электроосаждения меди // Известия РАН. Серия физическая, 2005. № 9.
3. Пригожин И. Р. Введение в термодинамику необратимых процессов. Ижевск: РХД, 2001. 160 с.
4. Николис Г., Пригожин И. Р. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979. 512 с.
5. Гамбург Ю. Д. Электрохимическая кристаллизация металлов и сплавов. М.: Янус-К, 1997. 384 с.

Поступила 7.06.2005 г.