

## К Р А Т К И Е С О О Б Щ Е Н И Я

УДК 546.76; 538; 539.319

© 1994

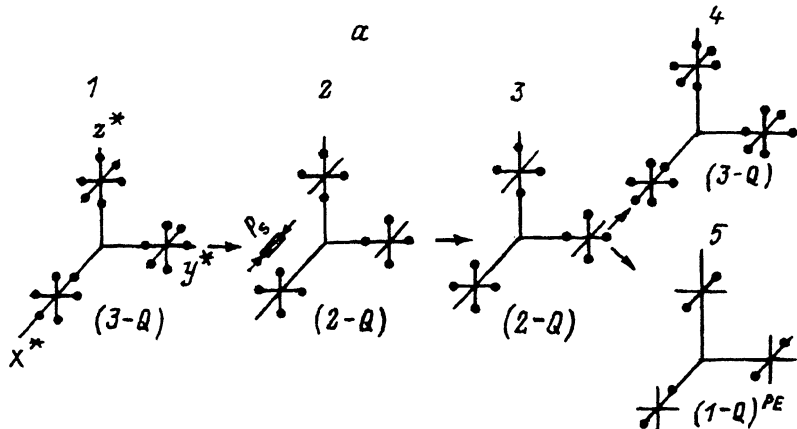
ФОРМИРОВАНИЕ ВОССТАНАВЛИВАЮЩЕГОСЯ  
ОДНОМОДУЛЯЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ХРОМА  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАСТЯГИВАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ

В.С.Головкин

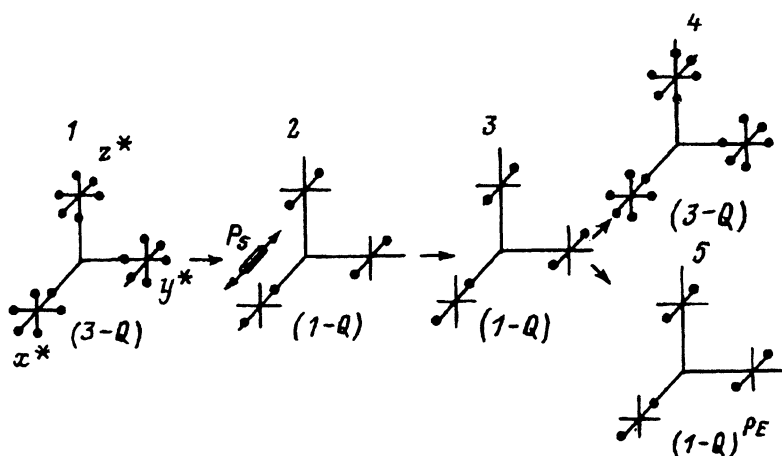
Хорошо известно [1-4], что приложение внешних растягивающих напряжений ( $P_s = 3.9 \div 4.9$  МПа) вдоль одного из главных кристаллографических направлений монокристалла хрома приводит к созданию в нем одномодуляционного  $(1 - Q)$ -магнитного состояния с избранным волновым вектором ( $Q_i \parallel P_s$ ). Данное состояние сохраняется весьма долго в области фаз  $AF_1$  и  $AF_2$ , и для его ликвидации необходимы свободный нагрев выше точки Нееля  $T_N$  и последующее охлаждение через эту температуру. В [5,6] сообщалось, что после примерно 3-4-часового действия при комнатной температуре направленных сжимающих напряжений ( $P_c = 83.4$  МПа) подавленная сначала избранная модуляция (двухмодуляционное  $(2 - Q)$ -состояние с  $Q_i \perp P_c$ ) при последующем свободном нагреве до 343 К и охлаждении через  $T_N$  восстанавливается и заполняет практически весь объем образца, т.е. создается  $(1 - Q)^{PE}$ -состояние, которое в отличие от обычного  $(1 - Q)$  возрождается и после очередных свободных переходов через  $T_N$  (см. рисунок, а). Такая способность кристалла восстанавливать однажды сформированное в нем магнитное состояние была названа эффектом памяти. Если же время действия  $P_c$  на кристалл составляло до 10 мин, то в нем после свободного нагрева и охлаждения через  $T_N$  возникало обычное трехмодуляционное состояние.

В свете вышеизложенного представлялось полезным оценить возможность формирования  $(1 - Q)^{PE}$ -состояния под действием растягивающих напряжений.

Работа выполнялась на монокристаллах, вырезанных из слитка дуговой плавки в виде прямоугольных призм ( $2.2 \times 2.2 \times 14.0$  мм), грани которых совпадали с направлением плоскостей типа (100). Для крепления в камере на концах образцов имелись специальные выступы. Перед исследованием кристаллы в течение 14 h отжигались при 1200 °С в вакууме  $\approx 1 \cdot 10^{-5}$  Торр и протравливались. Значения  $T_N$  образцов различались в пределах 0.5 К. Опыты проводились под действием  $P_s = 83.4$  МПа, ориентированных вдоль вектора  $Q_x$ , совпадающего по



b



Распределение магнитных рефлексов в обратном пространстве для разных состояний кристалла (в скобках указана величина отношения  $I$ ).

a — действие сжимающих напряжений [5,6]. 1 — исходное (0.8), 2 —  $P_c = 85,3$  МПа (18.9), 3 — 0 (18.4), 4 — после кратковременной (до 10 min) выдержки под напряжением и нагрева выше  $T_N$  (0.9), 5 — после длительной (3–4 h) выдержки под нагрузкой и нагрева выше  $T_N$  (0.15).

b — действие растягивающих напряжений. 1 — исходное (0.9), 2 —  $P_s = 83.4$  МПа (0.11), 3 — 0 (0.12), 4 — после кратковременной (до 10 min) выдержки под напряжением и нагрева выше  $T_N$  (0.95), 5 — после 3-часовой выдержки под напряжением и нагрева выше  $T_N$  (0.015).

направлению с большим размером образца. Выбор величины напряжений обусловлен тем, что такие же  $P_c$  в случае их 3-х часового действия при комнатной температуре обеспечивали довольно высокую степень приближения к  $(1-Q)^{PE}$ -состоянию [5,6]. Контроль за изменением состояния модуляций осуществлялся нейтронографически по поведению интенсивностей магнитных рефлексов и отношению  $I = I_{Q_y} / I_{Q_x}$ .<sup>1</sup> Отражающее положение кристаллов контролировалось по интенсивности

<sup>1</sup> Для идеальных  $(1-Q)$ -,  $(2-Q)$ - и  $(3-Q)$ -состояний  $I = 0, \infty$  и 1 соответственно.

ядерного рефлекса типа (200). Точность измерения интенсивностей магнитных рефлексов и величины  $P_s$  составляла  $\approx 8\%$  и  $\pm 0.045$  МПа.

Как и в случае действия меньших  $P_s$  [1,2], приложение больших напряжений также привело в условиях комнатной температуры к подавлению доменов с  $Q_i \perp P_s$  и формированию в кристалле  $(1 - Q)$ -состояния (см. рисунок, б). Но, как наблюдалось в этих опытах, если действие  $P_s$  длилось до 10 min, то после нагрева образца выше  $T_N$  и его последующего свободного охлаждения в нем при  $T < T_N$  создается  $(3 - Q)$ -состояние, а после 3-часового приложения  $P_s$  в таких же условиях возрождается созданное ранее в присутствии  $P_s$  одномодуляционное состояние с избранным вектором  $Q_x$ , т.е. такое же  $(1 - Q)^{PE}$ -состояние (эффект памяти), как и после аналогичного приложения  $P_c$ . При этом степень приближения к полному  $(1 - Q)^{PE}$ -состоянию оказалась значительно выше, чем в случае прямого действия  $P_s$  в районе комнатных температур и после 3-часового приложения  $P_c$  с последующим свободным нагревом и охлаждением через  $T_N$  (см. подписи к рисунку, а, б соответственно). Дальнейшие неоднократные свободные нагревы и охлаждения через  $T_N$  также не оказывают влияния на его полноту. Кристалл хрома в  $(1 - Q)^{PE}$ -состоянии, созданном с помощью  $P_s$ , тоже состоит в условиях комнатной температуры из двух типов доменов поляризации с взаимно перпендикулярным направлением компонент спина.

Оценочные измерения при 274, 323, 333 и 343 К показали, что верхней температурной границей области формирования данного эффекта памяти, как и создаваемого под действием  $P_c$ , является температура, где исчезает ближний магнитный порядок (324–326 К) [7], а нижняя температурная граница расположена, очевидно, в районе 270 К.

Поведение магнитной структуры хрома под действием  $P_s$  (как и под действием  $P_c$  [6]) связывается с температурными изменениями анизотропии кристалла [4,8]. В изложении [8] это изменения параметров  $\epsilon_Q$ ,  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_n$ , отражающих поведение совпадающих по направлению с векторами  $Q_i$ ;  $S_j$  и  $n$  (свободная ось) параметров орторомбической решетки  $c_1$ ;  $b_1$  и  $a_1$  соответственно. В районе 295 К в  $(1 - Q)$ -состоянии наименьшим является параметр  $\epsilon_s$ , а наибольшим —  $\epsilon_Q$ .

На основе таких представлений формирование  $(1 - Q)$ -состояния в условиях комнатной температуры осуществляется вследствие превращения в доменах с  $Q_i \perp P_s$  самого меньшего параметра  $\epsilon_s$  в наибольший, что приводит к энергетической невыгодности доменов модуляций  $Q_y$  и  $Q_z$  и замене их на домены с  $Q_x \parallel P_s$ . В доменах избранной модуляции приложение  $P_s$  только укрепляет лидирующее положение наибольшего параметра  $\epsilon_Q$  и обеспечивает модуляции еще более устойчивое состояние. Такое заполнение образца сохраняется и после снятия  $P_s$ . При небольшом времени действия  $P_s$  (как и  $P_c$  [6]) вызванные ими искажения кристаллической решетки после снятия  $P_s$  и нагрева выше  $T_N$  исчезают и в образце ниже  $T_N$  появляется изотропное распределение модуляций.

В [6] описан механизм создания  $(1 - Q)^{PE}$ -состояния при длительном действии  $P_c$ . Основой его является образование между концентраторами напряжений, возникающими вследствие направленного перемещения дислокаций, и стенками доменов (или границами обла-

стей ближнего магнитного порядка) напряженных участков с преимущественной сжимающей составляющей, которые после ликвидации стенок доменов в результате нагрева выше  $T_N$  превращаются в области с увеличенным параметром кристаллической решетки, т.е. с  $\varepsilon_Q$  (эффект пружины). Эти области, имеющие более высокие локальные значения  $T_N$  [9], становятся при свободном охлаждении зародышами доменов избранной модуляции  $Q_x$ , которая заполняет весь объем образца. При длительном действии  $P_s$  происходит такое же направленное перемещение дислокаций, приводящее к созданию концентраторов напряжений у стенок доменов, и в процессе нагрева и охлаждения через  $T_N$  работает в целом описанный выше механизм создания  $(1 - Q)^{PE}$ -состояния. Отличие заключается только в том, что в данном случае наряду с зародышами, образованными концентраторами напряжений у стенок доменов, дополнительный вклад вносят также зародыши, которые создаются вследствие необратимого действия  $P_s$  на кристаллическую решетку в объеме доменов избранной модуляции (второй механизм из [6]). Влияние двух типов зародышей обеспечивает здесь более высокую степень приближения к полному  $(1 - Q)^{PE}$ -состоянию ( $I = 0.015$ ), чем в случае длительного действия  $P_c$ .

### Список литературы

- [1] Bastow T.J., Street R. // Phys. Rev. 1966. V. 144. N 2. P. 510-516.
- [2] Street R., Munday B.C., Window B., Williams I.R. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 2. Pt 2. P. 1050-1056.
- [3] Barak Zvi, Walker M.B. // J. Phys. F: Metal Phys. 1982. V. 12. N 3. P. 483-495.
- [4] Fawcett E. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. N 1. P. 209-283.
- [5] Головкин В.С., Быков В.Н., Панченко В.Ю. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1510-1512.
- [6] Головкин В.С., Панченко В.Ю. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 5. С. 1546-1553.
- [7] Grier B.H., Shirane G., Werner S.A. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. P. 2882-2896.
- [8] Steinitz M.O., Schwartz L.H., Marcus J.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. N 17. P. 979-982.
- [9] Williams I.S., Street R. // Phil. Mag. B. 1981. V. 43. N 5. P.893-906.

Физико-энергетический институт  
Обнинск  
Калужская обл.

Поступило в Редакцию  
6 января 1994 г.