

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ХРОМА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 135–295 К

© В.С.Головкин

Физико-энергетический институт,
249020 Обнинск, Калужская обл., Россия
(Поступила в Редакцию 21 ноября 1994 г.
В окончательной редакции 9 ноября 1995 г.)

На монокристалле хрома с высокой чувствительностью магнитной структуры к криомагнитному охлаждению оценено влияние анизотропии на эффективность действия магнитного поля 2.7 Т на модуляции волн спиновой плотности в стационарных условиях (135–295 К) и в процессе нагрева от 220 К. Исследовано поведение созданного нагревом в поле от 220 до 270 К частичного уровня $(1-Q)$ -состояния при повышении температуры от 270 К.

Магнитное состояние хрома описывается, как известно, линейными статическими волнами спиновой плотности (ВСП), волновые векторы которых \mathbf{Q}_i ($i = x, y, z$) совпадают с направлением главных кристаллографических осей. В интервале от точки Нееля ($T_N = 311$ К) до температуры опрокидывания спина ($T_F = 120$ К) поляризация ВСП поперечная относительно соответствующих векторов \mathbf{Q}_i , а ниже T_F она продольная. Выше T_F реальный кристалл хрома состоит из трех основных типов антиферромагнитных доменов, в каждом из которых одно направление модуляции ВСП (домены модуляции), а в идеальном образце должны находиться домены только одного типа. Такое одномодуляционное $(1-Q)$ -состояние формируется с помощью магнитных полей \mathbf{H} или направленных напряжений.

В [1] на монокристалле хрома с неэквивалентным распределением по объему доменов трех модуляций (при 295 К $Q_x:Q_y:Q_z = 42:33:25$) проводилась оценка действия поля 2.7 Т вдоль избранного волнового вектора ($\mathbf{Q}_i \parallel \mathbf{H}$) на меньшую, незначительно изменяющую свой объем при свободном охлаждении модуляцию Q_z (кривая 1 на рис. 1,а) в стационарных условиях (210–308 К) и в процессе нагрева от 210 К. В первом случае вопреки мнению о незначительном влиянии магнитного поля при постоянных температурах [2] в довольно широком диапазоне около 270 К отмечено в несколько раз более эффективное его действие, чем при 295 К, где объем модуляции увеличивался примерно на 30% (кривая 4 на рис. 1,а). Эффект около 270 К наблюдался на кристаллах, на которых криомагнитное (КМ) охлаждение (в поле от 295 до

230 К) вдоль избранного вектора \mathbf{Q}_i обесценивало более высокий уровень приближения к полному $(1-Q)$ -состоянию [3], чем известное охлаждение в магнитном поле через T_N [4]. Если КМ-охлаждение по эффективности существенно уступало способу охлаждения в поле через T_N , то в таких образцах эффект в окрестностях 270 К не проявлялся. В случае нагрева кристалла в \mathbf{H} от 210 до 270 К обнаружено увеличение объема избранной модуляции (кривая 3 на рис. 1,а) до уровня ($\approx 69\%$), который достигался в процессе КМ-охлаждения от 295 до 270 К (кривая 2 на рис. 1,а), и последующее его уменьшение при дальнейшем повышении температуры образца. Значит, с изменением знака происходило, как мы предполагали, замедление доменной перестройки, и в итоге в условиях комнатной температуры достигалось меньшее приближение к $(1-Q)$ -состоянию, чем в результате соответствующего КМ-охлаждения ($\approx 81\%$).

Для расширения представлений о свойствах обнаруженных в [1] эффектов следовало 1) оценить влияние исходного состояния модуляций на эффект действия магнитного поля в стационарных условиях (135–295 К) и в случае нагрева от 220 К (эквивалентного нагреву от 210 К); 2) исследовать поведение созданного нагревом в \mathbf{H} частично-го уровня $(1-Q)$ -состояния при последующем повышении температуры образца от 270 до 295 К в поле и без него; 3) определить критическое поле (H_k), при котором в окрестностях 270 К начинается поворот векторов \mathbf{Q}_i вдоль направления \mathbf{H} .

1. Методика и эксперимент

Опыты проводились в магнитном поле 2.7 Т на иодидном монокристалле ($T_N = 310.0 \pm 0.2$ К), исследованном в [1]. Контроль за изменением состояния модуляций осуществлялся нейтронографически по поведению интенсивностей I магнитных рефлексов типа $(1 - \delta, 0, 0)$. Условия каждого опыта в присутствии \mathbf{H} позволяли наблюдать только одну избранную модуляцию и по ней судить о поведении двух других. Степень перехода образца в $(1-Q)$ -состояние оценивалась после соответствующей термомагнитной обработки при комнатной температуре по отношению интенсивности рефлекса одной из подавляемых модуляций к интенсивности аналогичного сателлита избранной модуляции ($I = I_{\text{sup}}/I_{\text{sel}}$) или по изменению доли (в %) избранной модуляции в объеме образца.¹ Точность измерения интенсивности рефлекса равнялась $\approx 8-10\%$, а в некоторых опытах повышалась до $\approx 3-4\%$.

Для оценки влияния анизотропии на отмеченные в [1] эффекты в работе изучалось действие \mathbf{H} на меньшую модуляцию Q_z в стационарных условиях в интервале температур 135–220 К (кривая 4 на рис. 1,а), такое же действие магнитного поля в диапазоне 135–295 К и влияние процесса нагрева в поле от 220 К на среднюю (Q_y) и самую большую модуляцию Q_x (рис. 1,б, в, кривые 4 и 3 соответственно), объемы которых в отличие от объема модуляции Q_z увеличивается при свободном охлаждении образца (кривые 1 на рис. 1,б, в). Кривые 2 на рис. 1,б, в

¹ Для идеальных $(3-Q)$ - и $(1-Q)$ -состояний I равно единице и нулю соответственно. За полное $(1-Q)$ -состояние принято считать состояние, где $I \leq 0.08$.

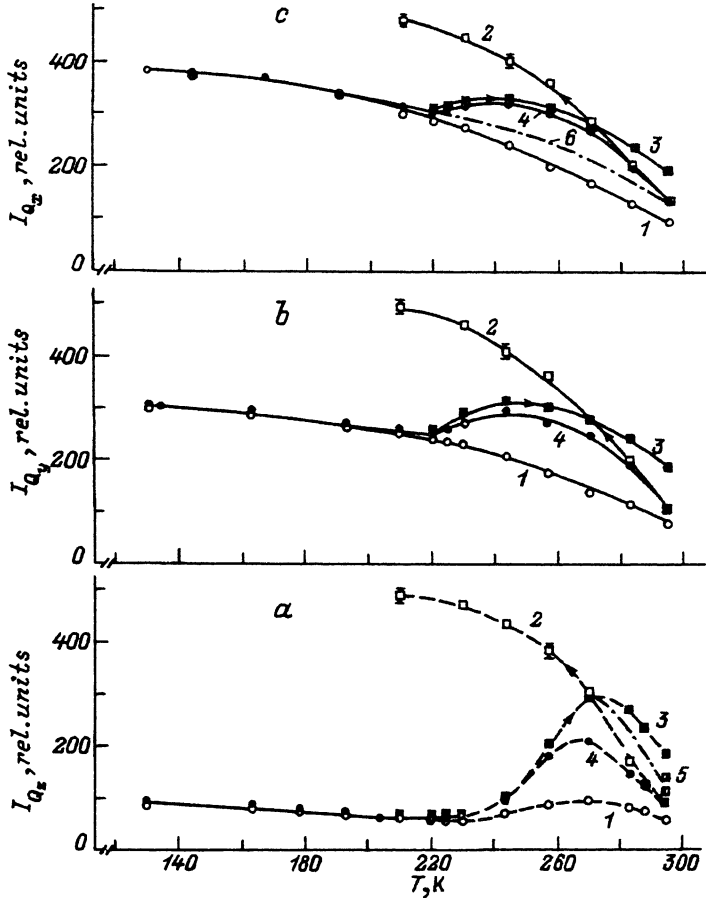


Рис. 1. Поведение модуляций Q_z (а) (штриховые линии — данные [1]), Q_y (б) и Q_x (с).

1 — свободное охлаждение: линии — усредненные значения без приведения экспериментальных точек, а каждая из представленных точек получена после очередного нагрева выше T_N , 2 — КМ-охлаждение, 3 — нагрев в поле, 4 — действие поля при фиксированных температурах, соответствующих экспериментальным точкам зависимостей 1, 5 — свободный нагрев после снятия поля ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{Q}_z$) при 270 К, 6 — свободный нагрев от 220 К (модуляция Q_x), А — после снятия $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Q}_z$ при 295 К.

показывают увеличение объемов модуляций Q_y и Q_x соответственно под действием КМ-охлаждения от 295 до 230 К, т.е. процесс формирования в кристалле довольно глубокого приближения к $(1-Q_y)$ - и $(1-Q_x)$ -состояниям (I_{Q_z}/I_{Q_y} и $I_{Q_y}/I_{Q_x} \approx 0.08-0.10$ или до $\approx 81\%$). Как и в [1], с целью учета флуктуаций магнитной анизотропии после каждого нагрева и свободного охлаждения через T_N все измерения на модуляциях приводились к соответствующим данным зависимостей 1 на рис. 1, а-с.

Исследование поведения созданного нагревом в поле от 220 К частичного (до $\approx 69\%$) уровня $(1-Q)$ -состояния при температурах выше 270 К проводилось на модуляции Q_z в следующих двух опытах. Предварительно свободно охлажденный кристалл нагревался в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Q}_z$ от

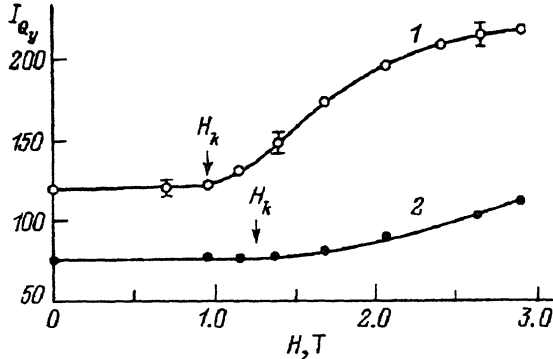


Рис. 2. Действие поля на модуляцию Q_y .
 T (К): 1 — 270, 2 — 295.

220 до 295 К. Затем после снятия нагрева и свободным охлаждением через T_N наведенного полем магнитного состояния кристалл нагревался в H от 220 до 270 К, а далее до 295 К уже без поля. В первом опыте контроль за состоянием модуляции проводился в присутствии поля при 270 К, а при 295 К в поле и без него. Данные первых двух измерений совпадают при соответствующих температурах с данными кривой 3 на рис. 1,а (в процессе многократных измерений значение I_{Q_z} для 270 К принималось за мониторящее), а результат третьего измерения, отражающий в сочетании со вторым величину магнитного гистерезиса при комнатной температуре, показан отдельной экспериментальной точкой (А), расположенной ниже кривой 3. Во втором опыте состояние модуляции фиксировалось в поле и без него при 270 К и без поля при 295 К. Результаты обоих измерений при 270 К оказались практически равными. Через эту экспериментальную точку и точку, измеренную при комнатной температуре, проведена кривая 5, характеризующая уменьшение объема модуляции Q_z при свободном нагреве от 270 К. В опытах без поля при 270 и 295 К параллельно с избранной контролировалась и модуляция Q_y .

Чувствительность векторов Q_i к действию магнитного поля при 270 К определялась по полевой зависимости интенсивности радиального рефлекса модуляции Q_y , и для учета возможных особенностей строения исследуемого образца такая же зависимость измерялась и в условиях комнатной температуры (рис. 2).

2. Результаты и обсуждение

Как следует из полученных здесь и приведенных на рис. 1,а данных из [1], на исследованном образце поле 2.7 Т практически не влияет (точность $\approx 3-4\%$) на состояние всех трех модуляций в стационарных условиях в интервале температур 135–220 К. При 225 К увеличение объема каждой модуляции при соответствующем направлении H достигало уже 8–10%, а в окрестностях 230 К — 15–17%, и далее с ростом температуры эффект действия поля на модуляции Q_y и Q_x в целом подобен определенному в [1] для модуляции Q_z . Но если при 270 К объем модуляции Q_z под влиянием H увеличивался по сравнению с исходным состоянием на $\approx 124\%$, то объемы модуляций Q_y и Q_x увеличивались

только на ≈ 75 и $\approx 58\%$ соответственно. В случае большего исходного объема модуляции Q_x , полученного при свободном нагреве от 220 К (кривая b на рис. 1, c), эффект действия поля составил в районе 270 К всего $\approx 24\%$, но при этом объем модуляции Q_x достиг практически такой же величины, как и при действии \mathbf{H} на ее меньшее исходное значение.

Поведение модуляции Q_y в процессе нагрева в магнитном поле от 220 К (кривая 3 на рис. 1, b) в целом подобно наблюдаемому в [1] для модуляции Q_z (кривая 3 на рис. 1, a), но величина эффекта при всех температурах меньше, чем на модуляции Q_z , и ненамного превосходит эффект действия \mathbf{H} в стационарных условиях (температурная зависимость объема модуляции Q_y при свободном нагреве от 220 К расположена незначительно выше зависимости при свободном охлаждении и на рис. 1, b не приведена). И еще меньшая величина эффекта при нагреве в поле выше 220 К по сравнению с модуляцией Q_z проявилась на самой большой по объему модуляции Q_x (кривая 3 на рис. 1, c). При этом на каждой из модуляций Q_y и Q_x , как и на модуляции Q_z , при 270 К достигнут такой же уровень приближения к $(1-Q)$ -состоянию (около $\approx 69\%$), что и при КМ-охлаждении от 295 до 270 К (пересечение кривых 2 и 3 на рис. 1, b и c). Нагрев в поле от 220 до 295 К сформировал (в присутствии \mathbf{H}) объемы модуляций Q_y и Q_x , меньшие по сравнению со значениями при 270 К и практически равные наблюдаемому в этих же условиях при 295 К для модуляции Q_z .

Исследование поведения увеличенной нагревом в поле от 220 К избранной модуляции Q_z при повышении температуры от 270 до 295 К показало, что 1) снятие поля при 270 К не влияет на объем модуляции Q_z , а следовательно, Q_y и Q_x , т.е. магнитный гистерезис здесь равен нулю; 2) уменьшенный примерно вдвое нагревом в \mathbf{H} от 270 К объем модуляции Q_z в районе 295 К после снятия поля дополнительно сокращается примерно на 19% (эффект магнитного гистерезиса, несколько уступающий эффекту действия \mathbf{H} в условиях этой же температуры). Но и он оказался примерно на 12% больше объема модуляции Q_z , полученного при 295 К после свободного нагрева от 270 до 295 К частичного уровня $(1-Q)$ -состояния (кривая 5 на рис. 1, a). Эти результаты говорят о более высоком расположении интервала кривой 3 выше 270 К и экспериментальной точки A , характеризующей объем модуляции Q_z при 295 К после снятия поля, над соответствующим участком бриллюэновской кривой. Из этих данных и анализа соотношения объемов доменов трех модуляций при 295 К в присутствии \mathbf{H} следует, что при продолжении нагрева в поле от 270 до 295 К, несмотря на бриллюэновское падение намагниченности, происходит дальнейшее увеличение объема избранной модуляции по сравнению с двумя другими ($c \approx 69$ до $\approx 81\%$). Значит, при полном нагреве в поле от 220 до 295 К достигается такое же приближение к $(1-Q_z)$ -состоянию, что и при КМ-охлаждении от 295 до 230 К. Снятие поля при 295 К приводит к уменьшению доли избранной модуляции (до $\approx 66\%$) и росту объемов двух других, т.е. к понижению уровня $(1-Q_z)$ -состояния практически до предела, достигаемого нагревом в \mathbf{H} от 220 до 270 К.

Как видно из рис. 2, в окрестностях 270 К критическое поле, при котором начинается поворот векторов \mathbf{Q}_i вдоль направления \mathbf{H} , оказалось несколько меньше (≈ 0.95 Т), чем значение H_k при комнатной

температуре (≈ 1.25 T), удовлетворяетительно совпадающее с данными [5]. При 270 K в полях более ≈ 2.0 T наблюдалось стремление к насыщению, отсутствующее в условиях 295 K.

Приведенные выше результаты показывают, что заметное действие \mathbf{H} на модуляции в стационарных условиях исчезает с понижением температуры от 270 K не в районе наиболее обсуждаемого значения 230 K, где соответствующий направлению волнового вектора параметр ε_Q изменяет знак [6] и, как предполагалось в [2], на кривой энергии магнитокристаллической анизотропии имеется дополнительный минимум, а скорее всего, при температуре, при которой параметр ε_Q и связанный с направлением спина параметр ε_S равны (≈ 222 K). Совпадение температур исчезновения эффективного действия поля и равенства параметров ε_Q и ε_S является, на наш взгляд, прямым экспериментальным подтверждением активной роли спиновой компоненты магнитострикции при $T > 222$ K в процессе силовой доменной перестройки [2].

Данные о незначительном влиянии магнитного поля в стационарных условиях при $T < 222$ K на исследованном здесь образце находятся в некотором противоречии с результатами наших ранних опытов на подобной кристалле тоже с наличием резкой анизотропии [7], где при измерении полевых зависимостей объемов двух модуляций в районе 173 K эффект действия \mathbf{H} на меньшей модуляции достигал $\approx 20\%$ и, очевидно, уменьшался с увеличением исходного объема модуляции. Эти расхождения не находят пока обоснованной интерпретации. Однако можно предположить, что они связаны с проявлением неустановившихся особенностей изменения магнитной анизотропии.

Влияние магнитного поля как в стационарных условиях, так и в процессе нагрева от 220 K зависит от исходного объема модуляций (больше на меньшем и меньше на большем). При этом в соответствии с высказанным в [7] предположением как в стационарных условиях, так и в процессе нагрева от 220 K под действием поля определенной величины объем избранной модуляции увеличивается до примерно одинакового в каждом случае предельного уровня, который не зависит от величины исходного объема модуляции, но зависит от температуры приложения \mathbf{H} . Некоторое отличие предельного уровня в стационарных опытах на модуляции Q_z от наблюдаемого в этих же условиях на модуляциях Q_y и Q_x связано, очевидно, с невыявленными изменениями магнитной анизотропии и не противоречит, на наш взгляд, сделанному выше выводу, так как независимость предельного уровня объема в стационарных условиях от исходного состояния модуляций убедительно продемонстрирована в наиболее строгих измерениях при 270 K на двух разных объемах модуляции Q_x . Приближением к предельному уровню объема модуляции можно, очевидно, объяснить и наблюдаемое при $H > 2.0$ T стремление к насыщению на полевой зависимости объема модуляции в окрестностях 270 K, где, по-видимому, из-за наиболее резких искажений параметра кристаллической решетки вдоль вектора \mathbf{Q}_i с изменением температуры [6] проявляется также более высокая чувствительность доменной перестройки под влиянием магнитного поля.

Обнаруженные в [1] и в данной работе примерные равенства уровней частичного $(1-Q)$ -состояния (до $\approx 69\%$), формируемых с каждым из трех векторов \mathbf{Q}_i в районе 270 K после КМ-охлаждений от 295 K

и после нагрева в H от 220 К, а также равенства более глубоких приближений к полному $(1-Q)$ -состоянию (до $\approx 81\%$), создаваемых КМ-охлаждениями от 295 до 230 К и нагревами в поле от 220 до 295 К, с одной стороны, дополнительно подтверждают (несмотря на критику в [8]) реальность радикальной доменной перестройки в процессе КМ-охлаждения, а с другой — однозначно свидетельствуют о том, что механизмы действия поля на магнитную структуру хрома при охлаждении и при нагреве в основном одинаковы, связаны с резкими изменениями искажений параметров кристаллической решетки в интервале 230–311 К [6] и магнитная анизотропия кристалла оказывает на них примерно равное влияние.

Необычно высокая чувствительность доменной структуры хрома к действию магнитного поля в интервале температур 222–295 К в определенном состоянии образца, создаваемом в процессе высокотемпературных отжига, обусловлена предположительно [9] особым влиянием на температурные искажения параметров решетки кристаллических несовершенств, без определения типа и структуры которых дальнейшее обсуждение и изучение описанных выше эффектов будут, очевидно, затруднительными.

Список литературы

- [1] Головкин В.С., Панченко В.Ю. ФТТ **33**, 12, 3561 (1991).
- [2] Левдик В.А. ЖЭТФ **95**, 5, 1784 (1989).
- [3] Головкин В.С., Быков В.Н., Левдик В.А. Письма в ЖЭТФ **14**, 6, 382 (1971); ФТТ **19**, 11, 3439 (1977).
- [4] Arrott A., Werner S.A., Kendrick H. Phys. Rev. Lett. **14**, 25, 1022 (1965).
- [5] Werner S.A., Arrott A., Kendrick H. Phys. Rev. **155**, 2, 528 (1967).
- [6] Steinitz W.O., Schwarts L.H., Marcus J.A., Fawcett E., Reed W.A. Phys. Rev. Lett. **23**, 17, 979 (1969).
- [7] Головкин В.С., Быков В.Н., Левдик В.А. ФТТ **20**, 4, 1141 (1978).
- [8] Fawcett E. Rev. Mod. Phys. **60**, 1, 209 (1988).
- [9] Головкин В.С., Панченко В.Ю. ЖЭТФ **100**, 5, 1654 (1991).