

тура газа внутри неоднородности, полученная из расчета плотности по интерферограммам, оказалась ниже 800 К.

Из рис. 3 видно, что на границе неоднородной области плоская ударная волна ускоряется и расслаивается на несколько более слабых ударных волн. Внутри неоднородности ударная волна пропадает, трансформируясь в волну сжатия (см. рис. 3, а, б). По мере приближения к границе неоднородности волна сжатия становится более сильной (рис. 3, б) и на выходе из нее скачок плотности восстанавливается (рис. 3, в). Участок фронта восстановившейся ударной волны, прошедшей через неоднородность, опережает фронт плоской ударной волны, распространяющейся по невозмущенному газу. Средняя скорость возмущения в неоднородной области оказалась примерно на 5% выше скорости ударной волны в невозмущенном газе.

Таким образом, картина распространения ударной волны вдоль неоднородной области, созданной лазерным факелом, во многом напоминает картину распространения плоской ударной волны вдоль нагретой поверхности [3, 4]. В последнем случае трансформация ударного фронта вызвана тем, что скорость звука внутри неоднородной области больше скорости ударной волны в невозмущенном газе. Однако возрастание скорости звука внутри неоднородной области за счет нагрева в наших опытах недостаточно для трансформации ударной волны в волну сжатия (примерно на 30% ниже).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Климов А. И. и др. Письма в ЖТФ, 1982, 8, с. 439. [2] Климов А. И. и др. Письма в ЖТФ, 1982, 8, с. 551. [3] Griffith W. C. JAS, 1956, 23, N 1, p. 19. [4] Gion E. J. Phys. Fluids, 1977, 20, p. 700. [5] Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974.

Поступила в редакцию  
06.06.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

#### ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 669.24/26:536:537:538

#### ВЛИЯНИЕ КОБАЛЬТА НА МАГНИТНЫЕ, МАГНИТОУПРУГИЕ, КИНЕТИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ХРОМА

Е. И. Кондорский, Т. И. Костина, Н. В. Трубицина

(кафедра магнетизма)

Изучение сплавов хром-кобальт представляет большой научный и практический интерес, так как в этих сплавах существуют смешанное обменное взаимодействие и инварная аномалия теплового расширения. Нами исследовались сплавы с содержанием кобальта до 12 ат. % в интервале температур 4,2—400 К в магнитных полях до 130 кЭ.

Известно [1], что сплавы с содержанием кобальта  $C_{Co} < 2$  ат. % при температурах  $T$  ниже точки Нееля  $T_N$  имеют «несоизмеримую» магнитную структуру, а при  $C_{Co} \geq 2$  ат. % появляется «соизмеримая» структура, которая не наблюдается в чистом хrome (волновой вектор  $Q$  волны спиновой плотности (ВСП) не соизмерим или соизмерим соответственно с вектором обратной решетки кристалла). Характер маг-

шитных структур в сплавах хрома обусловлен особенностями поверхности Ферми парамагнитного хрома [2]. Наличие при  $T < T_N$  электрон-дырочного спаривания позволяет рассматривать хром и его сплавы как экситонные диэлектрики с запрещенной зоной  $\Delta$ , которая, однако, гораздо меньше, чем в полупроводниках и диэлектриках. Появление в энергетическом спектре запрещенной зоны приводит к аномальному росту сопротивления хрома при понижении температуры ниже  $T_N$ . Как следует из полученных нами температурных зависимостей удельного электросопротивления  $\rho(T)$  [3], аномалия в точке Нееля зависит от концентрации кобальта в хrome (рис. 1): при малом содержании величина аномалии  $\delta\rho_{Cr-Co}$  близка к величине  $\delta\rho_{Cr}$  в чистом хrome; при  $C_{Co} > 4$  ат. % она резко возрастает, что вряд ли можно объяснить только появлением щели в энергетическом спектре при  $T < T_N$ . Известно [4], что примесный уровень располагается в запрещенной зоне хрома. Когда концентрация примеси мала, он располагается вблизи основного участка поверхности Ферми. В этом случае  $\delta\rho_{Cr-Co} \sim \delta\rho_{Cr}$ . При  $C_{Co} \geq 4$  ат. % уровень Ферми смещается (появляется «соизмеримая» фаза),

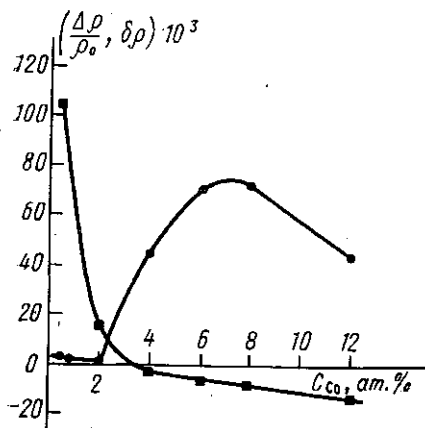


Рис. 1. Концентрационные зависимости аномалии удельного электросопротивления  $\delta\rho$  в точке Нееля (●) и магнетосопротивления  $\Delta\rho/\rho_0$  в поле  $H=120$  кЭ (■)

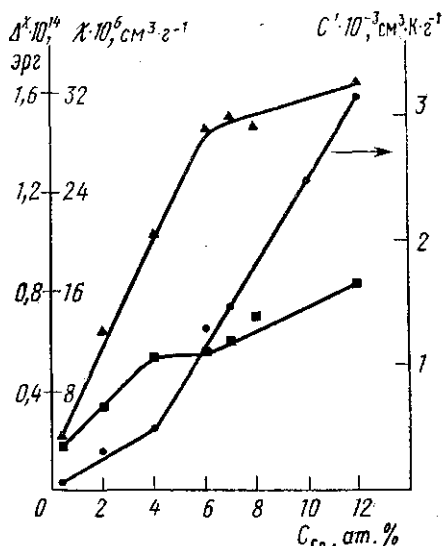


Рис. 2. Концентрационная зависимость постоянной Кюри-Вейсса  $C'$  (○), магнитной восприимчивости  $\chi$  при  $T=4,2$  К (●) и обменного расщепления (▲)

что делает возможным переход электронов из «резервуара» (неосновной части электронной поверхности Ферми) на примесный уровень. Таким переходом электронов можно объяснить и рост аномалии в точке Нееля при возрастании  $C_{Co}$  до 8 ат. %, и значительный рост  $\rho$  с ростом концентрации кобальта (при  $C_{Co} > 4$  ат. %  $\rho$  на порядок больше  $\rho$  чистого хрома).

Введение кобальта в хром качественно меняет поведение  $\rho(T)$  не только в области  $T_N$ , но и в области низких температур. Обработка данных на ЭВМ показала, что при низких температурах ( $T < 40$  К) в сплавах с  $C_{Co} < 4$  ат. % имеет место зависимость  $\rho(T) \sim a_2 T^2$ . Коэффициент пропорциональности  $a_2$  возрастает по мере роста содержания кобальта в хrome от  $3,9 \cdot 10^{-9}$  Ом·м/К<sup>2</sup> в сплаве с  $C_{Co} = 0,4$  ат. % до

$20 \cdot 10^{-9}$  Ом·м/К<sup>2</sup> в сплаве с  $C_{Co} = 2,0$  ат. %. Возрастание  $a_2$  свидетельствует о сильном изменении как зонной, так и магнитной структуры сплавов. Действительно, при  $C_{Co} = 2,0$  ат. % электронная часть поверхности Ферми достигает наибольшего размера (кобальт является донорной примесью) и возникает «соизмеримая» метастабильная фаза. В этом случае примесные ионы вызывают значительные флуктуации спиновой плотности. Рассеяние электронов проводимости на спиновых флуктуациях и приводит к значительному возрастанию коэффициента  $a_2$  [5]. Качественно меняется зависимость  $\rho(T)$  и при  $C_{Co} \geq 4$  ат. %: в области низких температур на кривых  $\rho(T)$  появляется минимум, а удельное сопротивление описывается зависимостью  $\rho \sim -\sqrt{T}$ . Концентрация кобальта  $C_{Co} \sim 4$  ат. % является «критической». При  $C_{Co} \geq 4$  ат. % продольное магнетосопротивление становится отрицательным (см. рис. 1), а магнитопроводимость описывается зависимостью  $\Delta\sigma \sim H^2$  в слабых полях ( $H < 10$  кЭ) и  $\Delta\sigma \sim V\sqrt{H}$  в сильных ( $H > 65$  кЭ), что характерно для систем с локализованными состояниями электронов [6]. Для невзаимодействующего электронного газа коэффициент  $V$  не зависит от природы сплава [7] и имеет универсальное значение  $V = 0,918$ . Весьма близкое к расчетному значение коэффициента  $V$  имеет в сплаве с  $C_{Co} = 6$  ат. % ( $V = 0,90$ ). Увеличение  $V$  до 1,4 при увеличении концентрации кобальта до 12 ат. % свидетельствует о возрастании роли электрон-электронного взаимодействия. К такому же выводу приводит и выполнение зависимости  $\Delta\sigma \sim V\sqrt{H}$  в более сильных полях по мере роста содержания кобальта в сплавах ( $H \approx 65; 80$  и  $90$  кЭ для  $C_{Co} = 6,2; 7,9$  и  $12$  ат. % соответственно).

Добавление кобальта к хрому при  $C_{Co} > 4$  ат. % качественно меняет и магнитные свойства. Как было нами получено [8], магнитная восприимчивость сплавов с  $C_{Co} \leq 4$  ат. % очень слабо зависит от температуры при  $T < T_N$ , а в сплавах с  $C_{Co} > 6$  ат. % сильно растет с понижением температуры. При  $T > T_N$  для примесной части магнитной восприимчивости выполняется закон Кюри—Вейсса. Вычисленная постоянная Кюри—Вейсса возрастает при увеличении концентрации кобальта, причем при достижении  $C_{Co} \approx 4$  ат. % имеет место резкое возрастание скорости ее изменения (рис. 2). По мере роста содержания кобальта в сплавах с  $C_{Co} \approx 4$  ат. % абсолютные значения температуры Кюри уменьшаются. В областях концентраций  $C_{Co} < 4$  ат. % и  $C_{Co} > 4$  ат. % зависимости намагниченности от поля при  $T = 4,2$  К также имеют качественно различный характер. При  $C_{Co} \leq 4$  ат. % эта зависимость линейна вплоть до  $H = 130$  кЭ. При  $C_{Co} > 4$  ат. % зависимость становится нелинейной в области  $H < 70$  кЭ, что можно объяснить возникновением ферромагнитной компоненты в намагниченности. Нами было получено, что в сплавах с  $C_{Co} \leq 4$  ат. % эффективный магнитный момент, приходящийся на ион кобальта в антиферромагнитной фазе,  $\mu_{Co}^{AFM} = 0$ , а в сплавах с  $C_{Co} > 4$  ат. %  $\mu_{Co}^{AFM} \sim 0,02$  мб.

Отсутствие и появление магнитных моментов на ионах кобальта можно объяснить с точки зрения теории локализованных состояний Андерсона [9]. Из теории Андерсона следует, что в области локализованных магнитных состояний магнитная восприимчивость определяется вблизи абсолютного нуля температуры взаимодействием магнитных моментов ионов примеси; она должна возрастать, когда начинает выполняться условие, достаточное для возникновения магнитного состояния примеси (расщепление примесного уровня  $E_a$  на два уровня,  $E_{a+}$  и  $E_{a-}$ , соответствующих электронам с противоположно направленными спинами, достаточно велико). Такое возрастание восприимчивости и наб-

людается в области  $T=4,2$  К при увеличении концентрации кобальта до 12 ат. % (см. рис. 2). При малой величине расщепления, недостаточной для появления локализованного магнитного момента, должно быть одинаковое заселение уровней  $E_{d_1}$  и  $E_{d_2}$ , сопровождающееся слабой зависимостью восприимчивости от температуры. Именно такого характера зависимость и наблюдается при  $T < T_N$  в сплавах с  $C_{Co} < 6$  ат. %. Отсутствие локализованных магнитных моментов у ионов кобальта при  $C_{Co} \leq 4$  ат. % подтверждается и результатами работы [10], в которой не было обнаружено магнитного вклада в теплоемкость при  $T=4,2$  К, а также результатами работы [11], где были определены сверхтонкие поля на ядрах кобальта ( $H_{эф} \sim 23$  кЭ).

График зависимости вычисленной нами [8] величины обменного расщепления  $\Delta^*$  от концентрации кобальта показан на рис. 2. При  $C_{Co} \sim 6$  ат. % наклон кривой  $\Delta^*(C_{Co})$  изменяется, что может быть связано с возникновением локализованных магнитных состояний. Мотт отмечал [12], что как только наступает андерсоновская локализация, появляются малые по величине, но сильно взаимодействующие магнитные моменты. Наличие такого взаимодействия проявляется в нелинейной зависимости намагниченности от поля, резком возрастании постоянной Кюри—Вейсса, уменьшении абсолютного значения температуры Кюри и в появлении сильной зависимости магнитной восприимчивости от температуры.

На основании полученных результатов и данных по ЯМР [11] можно предложить модель магнитных структур антиферромагнитных сплавов хром—кобальт. Согласно этой модели при  $C_{Co} < 2$  ат. % в сплавах присутствуют атомы кобальта, которые в качестве ближайших соседей имеют только атомы хрома. При таких концентрациях примеси ионы кобальта не обладают магнитным моментом и ВСП хрома практически не искажается. При увеличении концентрации кобальта до 2 ат. % в сплаве присутствуют атомы кобальта, имеющие среди ближайших соседей не только атомы хрома, но и по одному атому кобальта. При этом магнитный момент на ионах кобальта еще не возникает, но ионы кобальта вызывают значительные флуктуации спиновой плотности, что проявляется в увеличении коэффициента в зависимости  $\rho \sim a_2 T^2$ . В этом случае вблизи ионов кобальта в матрице хрома имеются области с магнитной структурой антиасперомагнетика. При увеличении концентрации примеси до 4 ат. % в сплавах присутствуют атомы кобальта, которые имеют по два аналогичных атома в качестве ближайших соседей, и на ионах кобальта появляются малые по величине, но сильно взаимодействующие магнитные моменты. Это приводит к значительной разориентации спинов ВСП. Магнитная структура сплавов с  $C_{Co} > 4$  ат. % близка к магнитной структуре микромагнетика. Сильная разориентация спинов ВСП вызывает дестабилизацию антиферромагнитного состояния сплавов, что подтверждается сильным уменьшением  $T_N$  при увеличении концентрации кобальта до значений более 4 ат. % и уширением и ослаблением антиферромагнитных рефлексов [1].

Следует отметить, что при  $C_{Co} \geq 2$  ат. %, когда возникают значительные флуктуации спиновой плотности, появляется и инварная аномалия теплового расширения. Из полученных нами температурных зависимостей коэффициента теплового расширения (ТКЛР) [13], следует, что при  $C_{Co} = 2$  ат. % значения ТКЛР становятся очень малыми и в районе точки Нееля приобретают отрицательный знак. Это связано с отрицательными значениями магнитного вклада  $a_m$  в ТКЛР. Согласно термодинамическому соотношению  $a_m = \Delta C_p \cdot dT_N/dP$ . В хром-кобальтовых сплавах  $dT_N/dP < 0$ , причем наибольшее по модулю значение

$dT_N/dP$  достигается в области концентраций 2—3,5 ат. % [14]. Именно только в этой узкой области концентраций наблюдается инвариантная аномалия теплового расширения. Обращает на себя внимание тот факт, что в сплавах хром-кобальт инвариантная аномалия наблюдается только в «соизмеримой» фазе, когда, как уже отмечалось, появляются значительные флуктуации спиновой плотности. В этой фазе, как следует из наших измерений [13], значения продольной магнитострикции вблизи точки Нееля отрицательны. Отрицательные значения магнитострикции в «соизмеримой» фазе наблюдались и в сплавах хром—рений и хром—марганец. Во всех перечисленных сплавах, находящихся в «несоизмеримой» фазе, магнитострикция положительна.

Заметим, что инвариантная аномалия теплового расширения в сплавах хром-кобальт имеет место вблизи  $T_N$  в «соизмеримой» фазе, переход в которую из парамагнитного состояния является фазовым переходом II рода. Переход же в «несоизмеримую» фазу является переходом I рода. Эта особенность характерна и для сплавов хром—марганец, хром—рений и хром—осмий и согласуется с выводами теорий Юнга и Наканиши.

Используя уравнение Клапейрона—Клаузиуса  $\Delta H = T_N \Delta V (dT_N/dP)^{-1}$ , где  $\Delta H$  — скрытая теплота перехода,  $\Delta V$  — изменение объема в точке Нееля, мы оценили  $\Delta H$  для сплавов с  $C_{Co} = 0,4$  и  $0,8$  ат. %. Значения  $dT_N/dP$  были взяты из работы [14]. Рассчитанные значения  $\Delta H$  составили соответственно  $0,36 \pm 0,09$  и  $0,28 \pm 0,07$  Дж/моль. Полученные значения хорошо согласуются с данными работы [15], где прямым калориметрическим методом была определена скрытая теплота перехода для сплава с  $C_{Co} = 0,4$  ат. %, которая составила  $0,44 \pm 0,10$  Дж/моль, а для сплава с  $C_{Co} = 2,2$  ат. % («соизмеримая» фаза)  $\Delta H = 0$ .

Таким образом, при добавлении кобальта к хрому меняются род фазового перехода в точке Нееля, магнитное состояние примесных ионов, знак продольной магнитострикции и продольного магнетосопротивления, характер электрон-электронного взаимодействия; качественно меняются температурные зависимости магнитной восприимчивости, удельного электросопротивления и линейного теплового расширения, появляется инвариантная аномалия теплового расширения, что является следствием существенных изменений зонной и магнитной структур сплавов хром—кобальт.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Endoh Y., Ishikawa Y., Ohno H. J. Phys. Soc. Jap., 1968, 24, p. 263.  
 [2] Kulikov N. I., Kulatov E. T. J. Phys. F.: Met. Phys., 1982, 12, p. 2291.  
 [3] Кондорский Е. И., Костина Т. И., Трубицина Н. В. ЖЭТФ, 1983, 85, с. 268. [4] Anghell A., Barlea M., Crisan M. Solid State Comm., 1978, 28, p. 711.  
 [5] Ueda K. J. Phys. Soc. Jap., 1977, 43, p. 1497. [6] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. ЖЭТФ, 1981, 81, с. 768. [7] Kobayata A. Solid State Comm., 1980, 34, p. 431. [8] Кондорский Е. И., Костина Т. И., Трубицина Н. В., Львова И. В. ФММ, 1983, 56, с. 396. [9] Anderson P. W. Phys. Rev., 1961, 124, p. 41. [10] Kuentzler R., Moody D. E. J. of Magn. and Magn. Mat., 1980, 15—18, p. 279. [11] Kohara T., Asayama K. J. Phys. Soc. Jap., 1975, 39, p. 1263. [12] Мотт Н. Ф. Переходы металл—изолятор. М.: Наука, 1979, с. 279. [13] Кондорский Е. И., Костина Т. И., Трубицина Н. В. ФММ, 1980, 50, с. 205. [14] Koning L., Albert H. L., Burger S. J. Phys. Stat. Sol. (a), 1980, 62, № 2, p. 371. [15] Benediktson G., Astrom H. U., Rao K. V. J. Phys. F.: Met. Phys., 1975, 5, p. 1966.