

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В ТЕЛЛУРИДЕ ХРОМА

Н. П. Гражданкина, Л. Г. Гайдуков, К. П. Родионов,
М. И. Олейник, В. А. Щипанов

Измерены температурные зависимости электросопротивления и гальваномагнитного эффекта теллурида хрома вблизи температуры магнитного превращения при давлении 4600 кг/см^2 . Определено смещение точки Кюри CrTe под влиянием всестороннего сжатия образца (1). Изменение обменного интеграла в зависимости от межатомного расстояния в системе $\text{Cr} - \text{Te}$ исследовалось также путем изучения электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств твердых растворов $\text{Cr} - \text{Te} - \text{Se}$. На основании полученных данных в рамках термодинамической теории ферромагнетизма делается вывод о существенно различном характере изменения спонтанной намагниченности теллурида хрома в зависимости от того, вызвано ли уменьшение объема элементарной ячейки действием всестороннего давления или введением примеси селена.

Введение

Переходные металлы хром и марганец образуют с элементами подгрупп V и VI-B периодической системы соединения, имеющие одну и ту же кристаллическую структуру, но обладающие различными магнитными свойствами: ферромагнитными (CrTe , MnSb), антиферромагнитными (CrSb , CrSe , MnTe) или ферримагнитными ($\text{CrSi}_{1,17}$). В последнее время в ряде экспериментальных [1-3] и теоретических [4] работ исследуется интересная особенность этих соединений, заключающаяся в изменении характера спинового упорядочения при замещении одной из компонент указанных бинарных сплавов другой из этой же системы с образованием твердых растворов типа $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$, $\text{CrTe}_{1-x}\text{Sb}_x$, $\text{MnCr}_{1-x}\text{Sb}_x$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$. Изменение концентрационных соотношений компонент тройного сплава приводит к изменению спинового упорядочения от ферромагнитного к антиферромагнитному (или наоборот), сопровождающееся понижением температуры магнитного превращения и изменением параметров кристаллической решетки. Переход от ферромагнитного к антиферромагнитному состоянию в этих системах связан с уменьшением объема элементарной ячейки кристалла.

В настоящей работе делается попытка разделить влияние на спиновое упорядочение двух факторов: объемных изменений и изменения характера атомных соседств. Для того чтобы судить об изменении температуры Кюри θ_f и спонтанной намагниченности σ_s теллурида хрома под влиянием давления, измерялись температурная зависимость электросопротивления и изо-термы гальваномагнитного эффекта $\Delta R/R$ в области температуры магнитного превращения при давлении 4600 кг/см^2 (ниже мы будем, для краткости, пользоваться обозначением $r = \Delta R/R$). Параллельно проводились исследования тройных сплавов $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$. При этом определялись изменения величин θ_f , σ_s , r , удельного электрического сопротивления ρ и объема элементарной ячейки $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$ в зависимости от концентрации селена ($0 \leq x \leq 0,1$), кроме того, исследовались температурные зависимости σ_s , r и ρ указанных сплавов в области температуры точки Кюри.

Аппаратура и методика измерений

Камера высокого давления, используемая в настоящей работе, была изготовлена из высокопрочной аустенитной стали марки 60Г8Н8ХЗВ. Предварительные испытания камеры путем создания в ней гидростати-

ческого давления до 5200 кг/см^2 и последующие измерения напряженности магнитного поля внутри канала камеры показали, что деформация этой стали в холодном состоянии, вызванная указанными давлениями, не приводит к образованию в ней мартенситной ферромагнитной фазы.

Нижняя часть камеры диаметром 36 мм имела внутренний канал диаметром 3,9 мм, в котором помещался образец. Эта часть камеры располагалась между полюсами электромагнита, расстояние между которыми было равно 41 мм. В верхней части камеры на специальном обтураторе с уплотняющими медными кольцами было смонтировано пять электровводов конусного типа. Один из электровводов использовался нами для измерения электрического сопротивления манганинового манометра, изготовленного в виде бифилярной петли, уложенной в пазу специального держателя, на котором крепился образец. В качестве второго провода манганинового манометра был использован корпус камеры.

Для того чтобы не делать дополнительных электровводов для измерения температуры внутри камеры, четыре остальных электроввода использовались как для измерения электрического сопротивления образца, так и для измерения температуры. С этой целью к торцам образца припаивались две термопары медь — константан, медные плечи которых служили токоподводами, а константановые использовались в качестве потенциальных зондов образца. Холодные спаи термопар находились при атмосферном давлении и температуре 0°C . Этот простой прием позволил ограничиться четырьмя электровводами вместо восьми, необходимых для такого рода измерений.

Измерения термоэдс термопар и падения напряжения на образце производились с помощью низкоомного потенциометра типа ППТН-1 и зеркального гальванометра М-21/IV с чувствительностью 10^{-7} V на 1 мм шкалы. Во время измерения термоэдс термопар первичный ток, проходящий через образец, выключался для того, чтобы не возникло эффекта Пельтье на границе образца с медными токоподводами.

Влияние давления на термоэдс термопар нами не учитывалось, так как контрольные измерения э. д. с. «термопары давления», образованной на электровводе сжатым и несжатым металлами, показали, что погрешностью в определении температуры при этом можно пренебречь, так как она не превышала $0,024^\circ$. Для исключения ошибок, связанных с побочными эффектами, измерения проводились при двух направлениях компенсационного тока, а изменение сопротивления в магнитном поле определялось при двух направлениях магнитного поля и тока в образце. Максимальная напряженность магнитного поля достигала 8000 Ое.

Гидростатическое давление в камере создавалось с помощью компрессора высокого давления системы Л. Ф. Верещагина. В качестве среды, передающей давление, использовалось трансформаторное масло. Термостатирование осуществлялось с помощью окружавшей камеру латунной рубашки, через которую пропусклась вода из ультратермостата Гепплера. Для того чтобы убедиться в отсутствии необратимых изменений образца, вызванных давлением, после окончания цикла измерений при высоком давлении проводились контрольные измерения температурной зависимости величины $\Delta R_1/R$ при атмосферном давлении в поле 8000 Ое.

Результаты измерений и их обсуждение

Результаты измерений по влиянию всестороннего давления на электрическое сопротивление теллурида хрома при комнатной температуре представлены на рис. 1, на котором точки, соответствующие прямому и обратному ходу давления, обозначены разными знаками. Из графика видно, что измерения, проведенные как при повышении, так и при понижении давления, дают практически одинаковые результаты: сопротивление теллурида хрома с давлением растет, барический коэффициент электросопротивления

тивления $R_T^{-1}dR/dp$ в пределах исследованной области давлений равен $(1 \div 1,5) \cdot 10^{-4} \text{ кГ}^{-1} \cdot \text{см}^2$, что на два-три порядка больше известных значений $R_T^{-1}dR/dp$ для ферромагнитных металлов и сплавов [5,6].

Уже на основании знака и величины барического коэффициента электросопротивления можно было полагать, что всестороннее сжатие должно привести к смещению точки Кюри теллурида хрома в сторону более низких температур, причем величина этого эффекта должна быть достаточно велика. Исходя из этого, мы попытались определить величину $d\theta_f/dp$ с помощью прямых измерений температурной зависимости электросопротивления при высоком давлении, а не вычислять этот эффект на основании измеренных значений температурных и барических коэффициентов электросопротивления в области точки Кюри, как это обычно делается в случае малых смещений θ_f с давлением [6].

На рис. 2 приведены результаты измерения температурной зависимости электрического сопротивления при атмосферном давлении и давлении 4600 кГ/см^2 . Как видно из кривых, температура точки Кюри, определенная по излому кривой $R(T)$ при атмосферном давлении, составляет $+58^\circ \text{С}$, а при давлении 4600 кГ/см^2 равна $+31^\circ \text{С}$. Повторные измерения показали

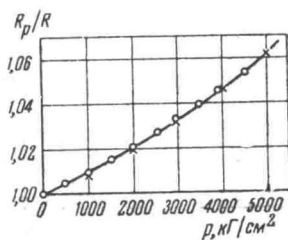


Рис. 1. Влияние давления на электросопротивление CrTe при комнатной температуре; × — получены при повышении давления, ○ — при понижении

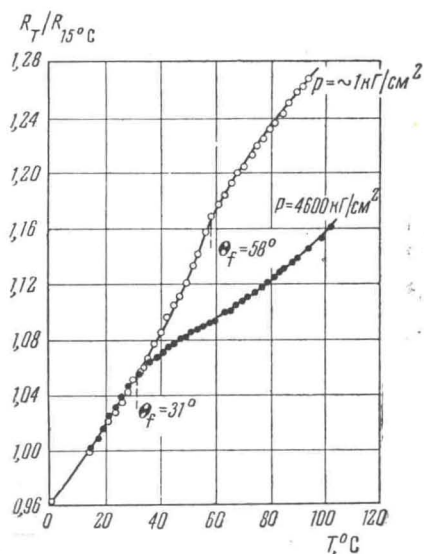


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивления CrTe при атмосферном давлении и $p = 4600 \text{ кГ/см}^2$

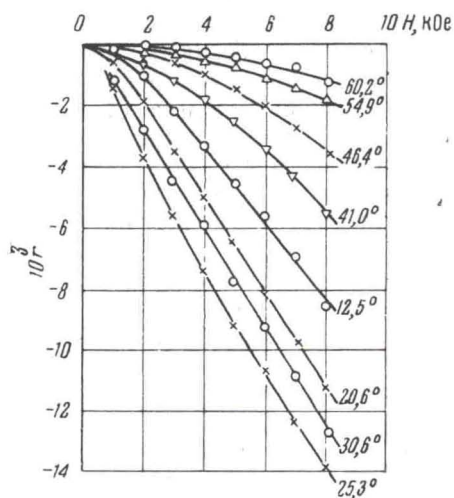


Рис. 3. Изотермы изменения электросопротивления CrTe в магнитном поле при давлении 4600 кГ/см^2

хорошую воспроизводимость этих данных, что позволило определить изменение точки Кюри теллурида хрома под действием всестороннего сжатия:

$$d\theta_f/dp = (-5,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ град} \cdot \text{кГ}^{-1} \cdot \text{см}^2. \quad (1)$$

Величина $d\theta_f/dp$ была проверена измерением гальваномагнитного эффекта $r = \Delta R/R$ при высоких давлениях. Изменение электросопротивления CrTe в магнитном поле при $p = 4600 \text{ кГ/см}^2$ определялось как выше, так и ниже точки Кюри. Изотермы гальваномагнитного эффекта $r(H)$, полученные из этих измерений, представлены на рис. 3.

На рис. 4 приведены кривые $r_{\perp}(T)$, характеризующие температурную зависимость поперечного гальваномагнитного эффекта при атмосферном давлении и давлении 4600 $\kappa\Gamma/\text{см}^2$ при напряженности магнитного поля 8000 Ое. Изменение температуры Кюри под влиянием всестороннего давления определялось в этом случае по смещению максимума гальваномагнитного эффекта $(-r)_{\max}$ и было равно $d\theta_f/dp = -6,2 \cdot 10^{-3} \text{ град} \cdot \kappa\Gamma^{-1} \cdot \text{см}^2$.

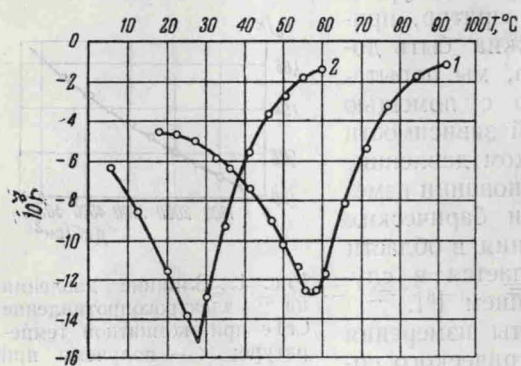


Рис. 4. Температурные зависимости гальваномагнитного эффекта: кривая 1 — при атмосферном давлении, кривая 2 — при давлении 4600 $\kappa\Gamma/\text{см}^2$

кристалла вызывалось не всесторонним давлением, а путем введения примесей с образованием твердых растворов замещения. Изменение температуры Кюри CrTe , связанное с уменьшением межатомных расстояний, вследствие замещения атомов теллура селеном ($\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$), исследовалось ранее в двух работах: Цубакавой [1] и Лотгеринг и Гортером [8]. Результаты этих работ, качественно согласуясь между собой и с нашими данными, сильно отличаются друг от друга в количественном отношении. Так, например, значения θ_f теллурида хрома, приводимые разными авторами, отличаются друг от друга на 30°, а величины $d\theta_f/dV$ на 37÷40%.

Для того чтобы получить наиболее достоверные данные о температуре магнитного превращения сплавов $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$ и изменении ее в зависимости от объема элементарной ячейки кристалла, мы использовали три различных способа определения θ_f : 1) по излому кривой температурной зависимости электросопротивления, 2) по максимуму гальваномагнитного эффекта r_{\max} и 3) по исчезновению спонтанной намагниченности, определенной по методу «термодинамических коэффициентов» ($T = \theta_f$ при $\alpha = 0$) [9].

Объем элементарной ячейки сплавов определялся рентгенографически. Рентгенограммы снимались при помощи электронной трубки БСВЛ с хромовым антикатодом в камере КРОС-1 с применением алюминия в качестве эталона. Расчет параметров решетки производился по интерференционным линиям $(203)_{\alpha}$, $(211)_{\alpha}$ образца и линиям $(113)_{\beta}$, $(222)_{\beta}$ эталона. В табл. 1 приведены значения параметров и объем элементарной ячейки сплавов $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$, а также температуры Кюри, определенные тремя указанными выше способами.

С использованием данных табл. 1 было вычислено значение $d\theta_f/dV$, оказавшееся равным $3,5 \cdot 10^{25} \text{ град} \cdot \text{см}^{-3}$, что согласуется (в пределах погрешности измерения сжимаемости) с величиной $d\theta_f/dV$, полученной в опытах с давлением. Исходя из этого, можно сделать вывод о том, что интеграл обменного взаимодействия в системе $\text{Cr} - \text{Te}$ изменяется пропорционально уменьшению объема элементарной ячейки независимо от того, вызвано ли

Необходимо отметить, что полученное значение $d\theta_f/dp$ близко к величине этого эффекта у инварных сплавов (30% Ni, 70% Fe) [7] и является самым большим среди всех веществ, исследованных до настоящего времени.

Используя значение сжимаемости ¹⁾ теллурида хрома $\kappa = (22 \pm 3) \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \kappa\Gamma$, мы определили величину $d\theta_f/dV = 3,2 \cdot 10^{25} \text{ град} \cdot \text{см}^{-3}$.

Представляло интерес сравнить полученные нами данные с результатами других измерений, в которых уменьшение объема элементарной ячейки

¹⁾ Измерения сжимаемости CrTe были проведены Ю. А. Бажиним тензометрическим методом [8]. Пользуемся случаем выразить ему благодарность.

Таблица 1

Параметры решетки a , c , объем элементарной ячейки V и температура Кюри Θ_f сплавов $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$

Соединение	a , кХ	c , кХ	c/a	V , кХ ³	Θ_f , °С		
					1	2	3
CrTe	3,985	6,268	1,573	86,20	58,0	57,5	60,0
CrTe _{0,93} Se _{0,07}	3,974	6,241	1,570	85,35	29,5	27,0	35,0
CrTe _{0,90} Se _{0,10}	3,963	6,233	1,573	84,77	20,5	19,0	22,0

это уменьшение всесторонним давлением, или же введением примеси селена с образованием твердых растворов замещения $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$.

Для того чтобы решить вопрос, не вызывает ли всестороннее давление помимо сильного уменьшения интеграла обменного взаимодействия также и изменение величины магнитного момента атома хрома в CrTe, рассмотрим подробнее измеренные нами при давлении 4600 кГ/см^2 изотермы гальваномагнитного эффекта. Согласно нашим измерениям, знак эффекта изменения электросопротивления в магнитном поле отрицателен, независимо от взаимного расположения тока в образце и внешнего поля ($r < 0$ как при $H \parallel I$, так и при $H \perp I$), что можно объяснить влиянием парапроцесса, так как кривые $r(H)$, полученные нами экспериментально, согласуются с теоретическими соотношениями, предложенными Акуловым [10]:

$$\begin{aligned} r &= aH^{2/3} \quad \text{при} \quad T = \Theta_f, \\ r &= bH^2 \quad \text{при} \quad T > \Theta_f. \end{aligned} \quad (2)$$

Закон зависимости гальваномагнитного эффекта от напряженности магнитного поля в точке Кюри, аналогичный первому в (2), как показано в работе Белова и Зайцевой [11], может быть получен на основании термодинамической теории ферромагнетизма [12] с учетом найденного Герлахом [13] соотношения

$$r_s = c\sigma_s^2, \quad (3)$$

где r_s — величина гальваномагнитного эффекта, обусловленная спонтанной намагниченностью. В этом случае коэффициент a будет равен ²⁾

$$a = c\beta^{-2/3}\sigma_0^{2/3}. \quad (4)$$

Здесь β — термодинамический коэффициент, зависящий от давления и температуры, а σ_0 — намагниченность абсолютного насыщения.

На рис. 5 приведены кривые зависимости r от $H^{2/3}$ для теллурида хрома при атмосферном давлении и давлении 4600 кГ/см^2 , а также для сплава

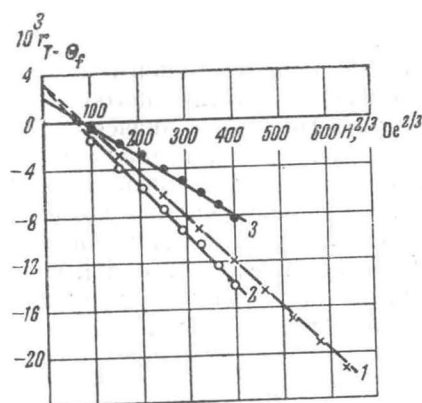


Рис. 5. Зависимость r от $H^{2/3}$: кривая 1 — CrTe при атмосферном давлении, кривая 2 — CrTe при $p = 4600 \text{ кГ/см}^2$, кривая 3 — CrTe_{0,93}Se_{0,07} при атмосферном давлении

²⁾ Формула (3) для коэффициента a отличается от аналогичного выражения для a в формуле (7) работы Белова и Зайцевой [11] тем, что при ее выводе в разложении термодинамического потенциала в ряд по степеням относительной намагниченности был учтен член, зависящий от внешнего магнитного поля как σH . В [9,11] этот член учтен в виде ηH , что не совпадает с размерностью термодинамического потенциала, а соответствует энергии магнитного поля, отнесенной к намагниченности насыщения.

$\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$, объем элементарной ячейки которого равен объему элементарной ячейки CrTe при давлении 4600 кг/см^2 . Ввиду сильной зависимости гальваномагнитного эффекта от температуры величины r даны для одинаковых значений приведенных температур $T/\theta_f = 0,99$. Как видно из графиков, во всех случаях имеет место линейная зависимость r от $H^{2/3}$.

Численные значения коэффициента a , характеризующие наклон прямых и определяющие интенсивность парапроцесса, а также величины спонтанного гальваномагнитного эффекта r_s , соответствующие положительным отрезкам, отсекаемым прямыми на оси ординат, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Соединение	$10^6 a$	$10^3 r_s$	$\sigma_s, \text{Г} \cdot \text{см}^3/\text{э}$	$\sigma_0, \text{Г} \cdot \text{см}^3/\text{э}$	$10^{-4} \rho, \Omega \cdot \text{см}$
			$T/\theta_f = 0,99$	$T = 20^\circ \text{К}$	$T = 291^\circ \text{К}$
$\text{CrTe}(\rho \sim 1 \text{ кг/см}^2)$	3,8	3,3	14,2	76,3	2,1
$\text{CrTe}(\rho = 4600 \text{ кг/см}^2)$	4,3	3,3	—	—	3,5
$\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$	2,6	2,3	10,4	75,0	8,2

Здесь же даны измеренные нами значения спонтанной намагниченности σ_s и удельного электрического сопротивления ρ . За величины σ_0 принимались экспериментальные значения [3] намагниченности насыщения при $T = 20^\circ \text{К}$. Температурная зависимость σ_s сплава $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ в области точки Кюри определялась нами двумя путями: по кривым $r(\sigma^2)$, экстраполяция линейных участков которых к значениям $r = 0$ дает величину квадрата спонтанной намагниченности, а также с помощью метода «термодинамических коэффициентов» [9], что одновременно позволило определить температурную зависимость термодинамического коэффициента β .

Сравнение результатов измерения $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ с проведенными ранее исследованиями температурного хода спонтанной намагниченности CrTe [14]

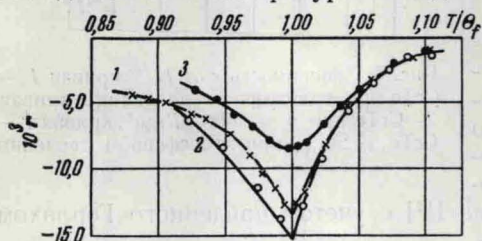


Рис. 6. Температурная зависимость поперечного гальваномагнитного эффекта при $H = 8000 \text{ Ое}$: кривая 1 — CrTe при атмосферном давлении, кривая 2 — CrTe при $p = 4600 \text{ кг/см}^2$, кривая 3 — $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ при атмосферном давлении

указывает на то, что магнитное превращение в $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ носит более размытый характер. Коэффициент ξ , входящий в известную формулу $(\sigma_s/\sigma_0)^2 = \xi(1 - T/\theta_f)$, для $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ равен 1,44, что значительно меньше величины ξ , полученной для CrTe .

На рис. 6 даны кривые зависимости гальваномагнитного эффекта r от приведенных температур T/θ_f для CrTe при атмосферном давлении и давлении 4600 кг/см^2 , а также для сплава $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$. Значения r для всех трех случаев взяты из изотерм гальваномагнитного эффекта при напряженностях магнитного поля $H = 8000 \text{ Ое}$. Из графиков следует, что при $T < \theta_f$ давление приводит к увеличению абсолютного значения гальваномагнитного эффекта в CrTe , однако при $T > \theta_f$ (в парамагнитной области) кривые $r(T/\theta_f)$, снятые при атмосферном давлении и $p = 4600 \text{ кг/см}^2$, практически совпадают. Последнее может свидетельствовать о том, что наблюдаемое изменение гальваномагнитного эффекта под давлением связано с изменением намагниченности, вызванным всесторонним сжатием вещества. Кривая, полученная при измерении $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ во всем исследованном интервале температур, лежит значительно ниже первых двух.

Из данных, приведенных в табл. 2 и на рис. 5 и 6, видно, что характер изменения гальваномагнитного эффекта существенным образом зависит от того, вызвано ли всестороннее сжатие образца действием давления, или же путем образования твердых растворов $\text{CrTe}_{1-x}\text{Se}_x$. Различие проявляется прежде всего в том, что давление приводит к значительному увеличению интенсивности парапроцесса, величина же спонтанного гальваномагнитного эффекта r_s остается при этом неизменной. Уменьшение объема элементарной ячейки путем введения примесей селена приводит к уменьшению одновременно интенсивности парапроцесса, r_s и σ_0 . Величина удельного электрического сопротивления возрастает при этом в четыре раза.

Если предположить, что коэффициент c , определяющий связь величины r с квадратом спонтанной намагниченности (уравнение (3)), не меняется под давлением ³⁾, то можно считать, что все изменение спонтанной намагниченности CrTe , вызванное всесторонним давлением, обусловлено только изменением обменного интеграла при неизменном значении магнитного момента абсолютного насыщения. Тогда, согласно уравнению (4), можно сказать, что наблюдаемое нами увеличение интенсивности парапроцесса под давлением связано с уменьшением термодинамического коэффициента β при неизменном σ_0 . В работе Кондорского и Седова [15] были рассмотрены причины, вызывающие уменьшение намагниченности абсолютного насыщения ферро- и ферримагнитных веществ под влиянием давления. Если считать, согласно сделанным ранее выводам [14], что CrTe является ферромагнетиком, sd -обменное взаимодействие в котором невелико, то можно считать, что применяемые нами давления, по-видимому, не вызывают переходов электронов из s - в d -полосу.

Уменьшение интенсивности парапроцесса в $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ по сравнению с CrTe (при $p = 4600 \text{ кг/см}^2$) связано как с уменьшением намагниченности абсолютного насыщения σ_0 , так и с увеличением термодинамического коэффициента β . Значительное увеличение величины ρ при этом можно объяснить следующим образом. Если учесть, что CrSe является антиферромагнетиком, то можно полагать, что замена атомов теллура селеном в соединении CrTe приводит к наличию ионов хрома с антипараллельными спинами; существенную роль при этом должен играть косвенный характер обменного взаимодействия с активным участием атомов Se. Беспорядочное распределение ионов с антипараллельными спинами приводит к увеличению удельного электрического сопротивления сплава $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ за счет рассеяния электронов проводимости на флуктуациях магнитного момента.

Авторы выражают благодарность И. Г. Факидову и С. Д. Марголину за предоставление возможности провести магнитные измерения.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 июля 1960 г.

Литература

- [1] I. Tsubokawa, J. Phys. Soc., Japan, **11**, 662, 1956.
- [2] T. Hirone, S. Maeda, I. Tsubokawa, J. Phys. Soc., Japan, **11**, 1083, 1956.
- [3] F. K. Lotgering, E. W. Gorter, J. Phys. Chem. Solids., **3**, 239, 1957.
- [4] T. Hirone, K. Adachi, J. Phys. Soc., Japan, **12**, 156, 1957.
- [5] A. Michels, J. Strijland, Physica, **8**, 53, 1941.
- [6] A. Michels, A. Jaspers, J. de Boer, J. Strijland, Physica, **4**, 1007, 1937.
- [7] L. Patrick, Phys. Rev., **93**, 384, 1954.

³⁾ Основанием для такого предположения до некоторой степени может служить факт небольшого различия коэффициентов c (до 2%), определенных нами для CrTe и $\text{CrTe}_{0,93}\text{Se}_{0,07}$ из кривых r (σ^2) при одних и тех же значениях T/θ_f .

- [8] В. А. Гладковский, М. Г. Кожухов. Физика металлов и металловед., 3, 567, 1956.
 [9] К. П. Белов. УФН, 65, 207, 1958.
 [10] Н. С. Акулов. Ферромагнетизм, Гостехиздат, 1939.
 [11] К. П. Белов, Г. А. Зайцева. Физика металлов и металловед., 1, 404, 1955.
 [12] В. Л. Гинзбург. ЖЭТФ, 17, 833, 1947.
 [13] W. Gerlach. Ann. d. Phys., 8, 649, 1931.
 [14] Л. Г. Гайдуков, Н. П. Гражданкина, И. Г. Факидов. ЖЭТФ, 39, 917, 1960.
 [15] Е. И. Кондорский, В. Л. Седов. ЖЭТФ, 35, 845, 1958.

INFLUENCE OF PRESSURE ON THE ELECTRICAL RESISTANCE AND GALVANOMAGNETIC EFFECT IN CHROMIUM TELLURIDE

*N. P. Grazhdankina, L. G. Gaidukov, K. P. Rodionov, M. I. Oleinik,
V. A. Shchipanov*

The temperature dependences of the electrical resistance and galvanomagnetic effect in chromium telluride was measured in the magnetic transformation temperature range at a pressure of 4600 kg/cm². The shift of the Curie point of CrTe under the action of uniform pressure on the sample was determined. Variation of the exchange integral due to variation of the interatomic distances in the Cr—Te system also was investigated by studying the electric, magnetic and galvanomagnetic properties of the solid solutions of Cr—Te—Se. On basis of the data obtained and the thermodynamic theory of ferromagnetism it is concluded that the change in the spontaneous magnetization of chromium telluride significantly depends on whether the magnetization is due to decrease in the volume of an elementary cell under the action of uniform pressure or to introduction of selenium admixtures.