

УДК 538.63

Р. П. Васильева
С. Язлев
Я. Кадыров

ТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В КОБАЛЬТ-МАРГАНЦЕВЫХ СПЛАВАХ

Проводится экспериментальное исследование термомагнитного эффекта Нернста—Эттингсгаузена и удельного электрического сопротивления в Co—Mn сплавах с концентрацией от 5 до 20% Mn в интервале температур 300—800 К. Проводится сравнение аномального поля Нернста—Эттингсгаузена с аномальным полем Холла. Делается вывод о поляризации электронов проводимости, участвующих в кинетических явлениях, и о положении уровня Ферми при изменении концентрационного состава исследуемых сплавов.

В последнее время в работах [1—4] теоретически обсуждается вопрос о температурной и концентрационной зависимостях термомагнитного эффекта Нернста — Эттингсгаузена в чистых ферромагнетиках и бинарных сплавах типа замещения. В этих работах были получены соотношения, связывающие термомагнитные явления с температурой, удельным электрическим сопротивлением, аномальной константой Холла и положением уровня Ферми в ферромагнетике.

Настоящая работа проводилась с целью выяснения влияния на термомагнитные явления изменений, происходящих в кристаллической и электронной структуре сплавов в ходе изменения температуры и концентрационного состава сплавов.

Аномальный эффект Нернста — Эттингсгаузена исследовался на кобальт-марганцевых сплавах, имеющих в зависимости от температурного интервала различную кристаллическую структуру. Из гальвано- и термомагнитных явлений в кобальт-марганцевых сплавах до настоящего времени были исследованы лишь продольные эффекты [5, 6]. Из поперечных эффектов изучался только эффект Холла [7].

Измерения аномального термомагнитного эффекта Нернста—Эттингсгаузена проводились на образцах, имеющих форму параллелепипедов с размерами $3 \times 6 \times 100$ мм. Для создания градиента температуры вдоль длинных сторон образца располагались электрические нагреватели, создающие градиент температуры порядка 2—3 град/мм. Питание нагревателей осуществлялось стабилизированным напряжением. Градиент температуры измерялся двумя хромель-алюмелевыми термопарами. За температуру образца принималось среднее значение из показаний двух термопар. На указанных образцах, кроме температурной зависимости аномального эффекта Нернста — Эттингсгаузена, были сняты кривые температурной зависимости намагниченности насыщения и удельного электрического сопротивления. Измерения перечисленных величин и температуры производилось потенциометрическим методом в интервале температур от комнатной до 500°C. Для создания магнитного поля использовался соленоид, дающий магнитные поля до 2000 э. Подробнее методика измерения аномального эффекта Нернста—Эттингсгаузена изложена в работе [8].

Для исследования были выбраны сплавы, содержащие 5, 10, 15 и 20 вес.% марганца. Образцы после изготовления были подвергнуты

гомогенизирующему отжигу при температуре 1000°C в продолжении 24 ч. Для снятия механических напряжений перед измерениями образцы отжигались при температуре 700°C в течение 1 ч и охлаждались со скоростью 100 град/ч.

Аномальная постоянная эффекта Нернста — Эттингсгаузена определялась с помощью соотношения

$$Q_s = \frac{E_s l}{\Delta T I_s b},$$

где E_s и I_s — величины электродвижущей силы Нернста — Эттингсгаузена и намагниченности, взятые после экстраполяции кривых $E(H)$ и $I(H)$ от максимальных полей к полю $H=0$, $\frac{\Delta T}{l}$ — градиент температуры, b — расстояние между потенциальными контактами. В величину Q_s

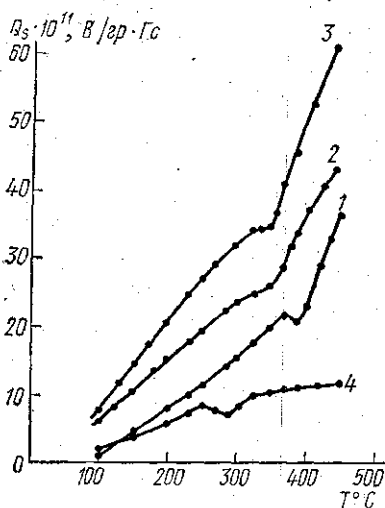


Рис. 1. Зависимость аномальной постоянной Нернста — Эттингсгаузена Q_s от температуры в Co—Mn сплавах: 1—5, 2—10, 3—15, 4—20 вес.% Mn

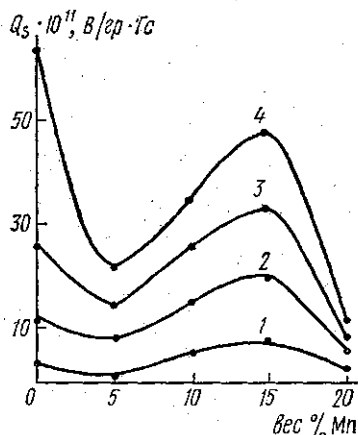


Рис. 2. Концентрационная зависимость Q_s в Co—Mn сплавах: 1—100, 2—200, 3—300 и 4—400°C

была внесена поправка, зависящая от значения электродвижущей силы Холла, электрического сопротивления и термоэдс материала, аналогично тому, как было сделано в работе [9].

На графиках рис. 1 изображено изменение аномальной постоянной Нернста — Эттингсгаузена в зависимости от температуры. Величина Q_s во всей области исследуемых температур положительна и возрастает с температурой. Аномалии в ходе кривых $Q_s(T)$ наблюдаются при $250\text{—}400^{\circ}\text{C}$, т. е. в области температур, где в Co—Mn сплавах наблюдаются изменения кристаллической структуры. При этих температурах гексагональная решетка сплава переходит в кубическую [10]. Как видно из рисунка, температура структурного превращения зависит от содержания в сплавах марганца. Увеличение содержания марганца приводит к снижению температуры ($\epsilon\text{—}\gamma$) превращения с 400°C для чистого кобальта [2] до 250°C для сплава, содержащего 20% Mn (кривая 4).

На рис. 2 представлена концентрационная зависимость аномальной постоянной Нернста — Эттингсгаузена, полученная при различных температурах. Добавление к кобальту небольших присадок марганца приводит к уменьшению аномальной постоянной Q_s . В работах, рассматривающих термомагнитный эффект в Fe—Co и в Co—Ni сплавах [11,

12], также было обнаружено снижение абсолютных значений Q_s при небольших добавках к кобальту железа и никеля. Присадки марганца в данном случае оказывают такое же влияние на величину аномального эффекта Нернста — Эттингсгаузена, как и ферромагнитные присадки никеля и железа. При большем содержании марганца (более 5 вес. %) Q_s начинает возрастать (для Co—Ni сплавов Q_s возрастает при содержании никеля больше 20 вес. %, а для Fe—Co сплавов при содержании железа более 10 %). Далее, при увеличении содержания марганца от 15 до 20 % Mn Q_s снова уменьшается.

В работе [2] приводится соотношение, связывающее Q_s с аномальной постоянной Холла R_s , удельным электрическим сопротивлением ρ , температурой T и величиной разности между энергией Ферми ϵ_F и энергией электрона у дна (потолка) n -й полосы ϵ_{0n} .

$$Q_s = \frac{\pi^2 k^2 T R_s}{3(e)\rho(\epsilon_F - \epsilon_{0n})}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, T — температура.

Анализ этого соотношения при $T = \text{const}$ показывает, что в зависимости от концентрации могут меняться величины R_s , ρ и $\langle \epsilon_F - \epsilon_{0n} \rangle$. Отношение R_s/ρ , как показывает эксперимент [7], линейно возрастает с увеличением в сплаве Mn (рис. 3). Поэтому монотонное изменение с концентрацией аномальной постоянной Q_s (см. рис. 2) можно отнести за счет изменения разности $\langle \epsilon_F - \epsilon_{0n} \rangle$. При сближении уровня Ферми и края n -й полосы величина Q_s согласно соотношению (1) должна увеличиваться, что наблюдается при концентрациях, близких к 15 вес. % Mn. В сплаве, содержащем 5 вес. % Mn, Q_s имеет минимум при всех исследованных температурах, следовательно, при этих концентрациях марганца, а также в системах сплавов Fe—Co и Ni—Co при небольших добавках к кобальту железа и никеля [11, 12] уровень Ферми сравнительно далеко отстоит от края n -й полосы.

Таким образом, аномальная постоянная Нернста — Эттингсгаузена оказывается весьма чувствительной величиной к изменению электронного состояния ферромагнетика.

Теория эффекта Нернста — Эттингсгаузена, разработанная в [3, 4], дает для температурной зависимости Q_s соотношение вида

$$Q_s = -(\alpha + \beta T)T, \quad (2)$$

где α и β — коэффициенты, не зависящие от температуры.

Коэффициент β слабо зависит от концентрации, α , напротив, пропорционален остаточному сопротивлению и, следовательно, зависит от концентрации сплава. Соотношение (2) экспериментально подтверждается на чистых ферромагнетиках группы железа и гадолиния, а также на ряде ферромагнитных сплавов [8, 9].

Экспериментальные данные по температурной зависимости Q_s на сплавах, обладающих различной кристаллической структурой, также подтверждают соотношение (2). На рис. 4 представлена зависимость между отношением Q_s/T и ρ . Эта зависимость носит линейный характер как для гексагональной, так и для кубической кристаллической решетки сплавов. Только небольшая область температур, характерная для области $\epsilon \rightarrow \gamma$ -перехода, не подчиняется общей закономерности, и, вследствие этого, прямые рис. 4 состоят из двух отрезков, смещенных относительно друг друга и соответствующих разным структурным модификациям сплавов.

В [1] для аномальной постоянной Нернста — Эттингсгаузена в области температур $T \geq 0,5\theta$, где θ — температура Дебая, получена формула

$$Q_s = \tau \left[\alpha_1 + \alpha_2 \left(\frac{T}{\theta} \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь τ — параметр вырождения, пропорциональный температуре, α_1 и α_2 — коэффициенты, не зависящие от температуры, а по типу зависимости от концентрации аналогичны коэффициентам α и β из соотношения (2). В указанной области температур, где преобладающим является фононный механизм рассеяния и $\rho \sim T$, характер зависимости аномальной постоянной Нернста — Эттингсгаузена, выраженный через температуру в (3) и через электрическое сопротивление в (2), аналогичны друг другу, что подтверждают экспериментальные данные настоящей работы и ранее проведенные на системе железо-кобальтовых сплавов [12]. Для сравнения величин электродвижущих сил Холла E_x и

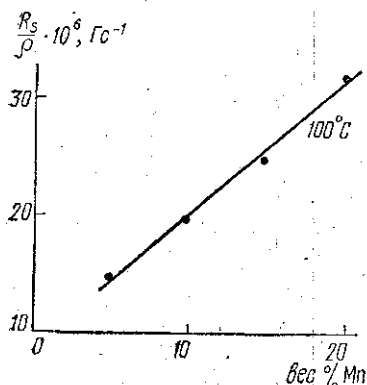


Рис. 3. Отношение величины R_s/r от концентрационного состава Co—Mn сплавов

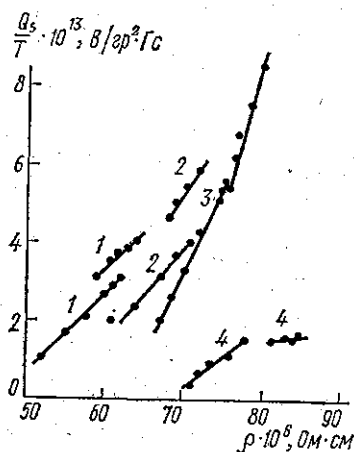


Рис. 4. Зависимость величины Q_s/T от удельного электрического сопротивления ρ в Co—Mn сплавах. Обозначения те же, что на рис. 1

Нернста — Эттингсгаузена E_N в ходе изменения температуры были построены зависимости отношения $\frac{E_x}{E_N}(T)$, представленные на рис. 5.

Как видно из рисунка, указанное отношение линейно падает с ростом температуры. Для анализа температурных изменений явлений Холла и Нернста — Эттингсгаузена были построены зависимости, вытекающие из соотношения (1) и показанные на рис. 6. Из рисунка видно, что отношение $\frac{Q_s \rho}{R_s T}$ оказывается величиной, линейно возрастающей с тем-

пературой для исследуемых сплавов. Поскольку указанное отношение согласно (1) является обратной функцией разности $\langle \epsilon_F - \epsilon_{0n} \rangle$, то можно предположить, что в случае кобальт-марганцевых сплавов с увеличением температуры, по-видимому, происходит изменение указанной разности в сторону ее уменьшения, тогда как для чистого кобальта величина $\langle \epsilon_F - \epsilon_{0n} \rangle$ остается неизменной, так как указанное отношение для кобальта не меняется с температурой.

По знаку аномальной постоянной Холла и Нернста — Эттингсгаузена можно сделать вывод о типе носителей тока, участвующих в кинетических явлениях, и об ориентации их спинов [13]. Знак аномальной постоянной Холла обусловлен двумя причинами: типом носителей и направленностью их среднего магнитного момента. Знак же аномальной постоянной Нернста — Эттингсгаузена непосредственно зависит от взаимной ориентации магнитного момента носителей тока и вектора намагниченности образца, т. е. от поляризации носителей тока. По нашим

экспериментальным данным аномальная постоянная Нернста—Эттингсгаузена для кобальт-марганцевых сплавов имеет положительный знак. Это означает, что средний магнитный момент носителей, ответственных за кинетические явления в ферромагнетиках, направлен против результирующей намагниченности образца.

Зная поляризацию носителей тока и знак аномальной постоянной Холла, можно сделать вывод на основании работы [13] о типе носи-

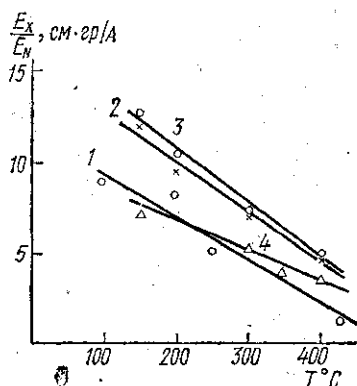


Рис. 5. Отношение аномальных полей Холла E_H и Нернста—Эттингсгаузена E_N в зависимости от температуры, обозначения те же, что на рис. 1

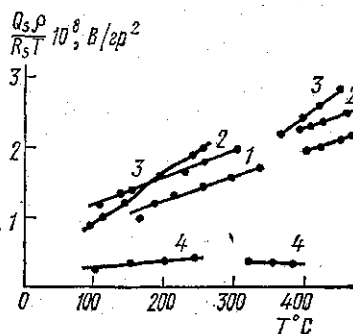


Рис. 6. Изменение отношения $Q_H R_s / TR_s$ от температуры в Co—Mn сплавах. Обозначения те же, что на рис. 1

телей тока Холла. В случае кобальт-марганцевых сплавов аномальная постоянная Холла положительна [9] и, следовательно, при ориентации магнитного момента носителей тока против результирующей намагниченности носителя тока Холла являются дырки.

Таким образом, проведенные исследования термомагнитного эффекта в кобальт-марганцевых сплавах, сопоставление их с эффектом Холла и теорией аномальных кинетических явлений дает возможность сделать вывод о типе носителей аномального тока Холла и об ориентации магнитного момента носителей, ответственных за кинетические явления. Кроме того, анализ приводимых в работе зависимостей R_s и Q_s позволяет связать аномальное поле Нернста—Эттингсгаузена с изменениями в электронной структуре сплавов, а именно с перемещением уровня Ферми при концентрационном изменении состава сплава.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Е. И. Кондорскому за внимание к работе и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волошинский А. Н., Рыгланова Н. В. «Физика металлов и металловедение», 1976, 41, 903.
2. Кондорский Е. Н. ЖЭТФ, 1964, 46, 2085.
3. Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 1965, 48, 2.
4. Berger L. «Phys. Rev., B. Solid State», 1972, 5, 1862.
5. Мясликгулиев Г., Коршик Ю. Г. «Уч. зап. Туркм. гос. ун-та. Физ., мат.», 1968, вып. 58.
6. Дурдымурадова Р. Б. «Изв. АН ТАССР. Сер. ФТХ и ГН», 1971, № 5, 171.
7. Язлыев С., Васильева Р. П., Кадыров Я. В сб.: VII Всесоюзный семинар по гиромангнитной электронике и электродинамике. Ашхабад, 1973.
8. Васильева Р. П. «Физика металлов и металловедение», 1959, 8, 881.

9. Кондорский Е. И., Васильева Р. П., Архипов Ю. Н., Черемушкина А. В. «Письма в ЖЭТФ», 1969, 10, 78.
10. Schneider A., Wanderlich W. «Zs. Metallkunde», 1949, 40, 260.
11. Васильева Р. П., Акмурадов Б. «Изв. вузов. Физика», 1972, 6, 43.
12. Васильева Р. П., Язиев С., Кадыров Я. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1974, 6, 745.
13. Кондорский Е. М. ЖЭТФ, 1968, 55, 558.
14. Черемушкина А. В., Васильева Р. П. «Физика твердого тела», 1966, 8, 822.

Поступила в редакцию
21.4 1976 г.
Кафедра магнетизма