

Е. И. КОНДОРСКИЙ, Р. П. ВАСИЛЬЕВА,
Л. С. МИРОНОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТА НЕРНСТА — ЭТТИНСГАУЗЕНА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В НИКЕЛЬМЕДНЫХ И ЖЕЛЕЗОКОБАЛЬТОВЫХ СПЛАВАХ

Изложены результаты экспериментального исследования поля Нернста—Эттинсгаузена и электрического сопротивления в никельмедных и железокобальтовых сплавах, проведенного с целью выяснения степени локализации электронов, являющихся носителями спонтанной намагниченности. Полученные данные подтверждают справедливость развитой в [1] теории: у исследованных материалов магнитный момент электронов проводимости преобладает над магнитным моментом локализованных электронов.

Величина эффекта Нернста—Эттинсгаузена (Н. Э.) в ферромагнитных материалах намного превышает величину эффекта в обычных металлах. Как показано в [1], причиной такого большого значения электродвижущей силы Н. Э. в ферромагнетиках является спинорбитальное взаимодействие. В этой же работе было теоретически получено соотношение для ферромагнитной постоянной Нернста—Эттинсгаузена Q_s , обусловленной этим взаимодействием

$$Q_s = -(\alpha + \beta\rho) T, \quad (1)$$

где ρ — удельное электрическое сопротивление, T — абсолютная температура, α и β — параметры, зависящие от степени локализации электронов, ответственных за магнитные свойства вещества, и от характера носителей тока.

Знак α не зависит от типа носителей тока и обуславливается участием в магнетизме локализованных или нелокализованных электронов. Поэтому, изучая экспериментально поведение Q_s и ρ в зависимости от температуры на одних и тех же образцах и определяя α , можно сделать вывод о том, какого типа электроны, локализованные или нелокализованные, обуславливают магнитные свойства исследуемых материалов.

В работе [2] были представлены результаты исследований эффекта Н. Э., проведенные на чистых металлах (Fe, Co, Ni и Gd), и ранее в работе [3] результаты исследований температурной зависимости данного эффекта в железоникелевых сплавах.

Данная работа посвящена проверке выводов теории о связи параметров α и β между собой и с остаточным электросопротивлением. Нами были выбраны бинарные сплавы, состоящие из двух ферромагнитных компонентов (железокобальтовые сплавы), и сплавы, содержащие один неферромагнитный компонент (никельмедные сплавы).

При измерениях на железокобальтовых сплавах в области высоких температур температурный градиент создавался с помощью двух электрических печек, плотно прижатых к боковым сторонам пластинки. Для обеспечения устойчивого теплового режима образец вместе с печками помещался в стеклянную трубку, откачанную до давления $10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст. Подробное описание методики измерения электродвижущей силы Н. Э. при высоких температурах приведено в работе [3]. При работе с медноникелевыми сплавами, обладающими невысокими температурами Кюри, необходимо вести измерения при температурах ниже 0°C . Исследования в этой области проводились следующим образом: в вертикально стоящий соленоид помещался сосуд дьюара, наполненный жидким азотом. Вакуумная трубка с образцом и печками помещалась внутри сосуда дьюара и укреплялась в вертикальном положении (см. рис. 1). Изменяя ток в нагревающих печках, можно было получить любую нужную температуру в области от -120 до 500°C и разность температур порядка 10° на расстоянии 4 мм для никельмедных сплавов. Температурный градиент измерялся с помощью двух термопар. Среднее из их показаний принималось за температуру образца.

Одновременно с измерениями электродвижущей силы Н. Э. проводились измерения температурной зависимости намагниченности в том же интервале температур, в котором измерялась электродвижущая сила Н. Э. Измерение намагниченности проводилось баллистическим методом. Баллистическая обмотка помещалась в небольшом углублении, сделанном в центральной части образца. Электрическое сопротивление исследуемых сплавов измерялось на этих же образцах потенциометрическим методом. Для получения температурной зависимости электросопротивления ρ образцы помещались в специально изготовленную трубчатую печь. Для повышения стабильности температуры измеряемые образцы вместе с печью помещались в вакуумную трубку, откачанную до давления $10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст. Для измерения ρ в области низких температур вакуумная трубка с печью и образцом опускалась в сосуд дьюара, наполненный жидким азотом. При различной силе тока в печи были получены величины ρ при температурах, лежащих в интервале от -195°C до точки Кюри сплавов. Измерения проводились на образцах следующего состава:

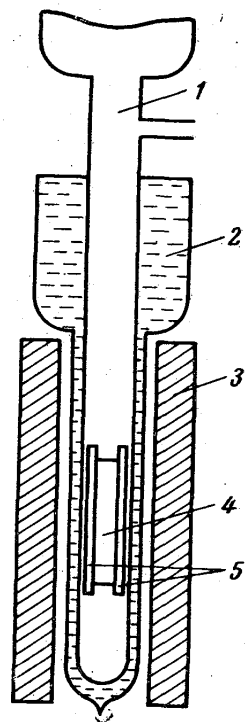


Рис. 1. Схематическое изображение основной части установки: 1 — вакуумная трубка, 2 — сосуд Дьюара, 3 — соленоид, 4 — образец, 5 — электрические печки

никельмедные сплавы

1. 4,64% Cu ост. Ni
2. 9,9% Cu ост. Ni

железокобальтовые сплавы

1. 5,3% Co ост. Fe
2. 16,7% Co ост. Fe

- | | |
|---------------------|---------------------|
| 3. 15,1% Cu ост. Ni | 3. 26,0% Co ост. Fe |
| 4. 25,1% Cu ост. Ni | 4. 36,2% Co ост. Fe |
| 5. 29,6% Cu ост. Ni | |

Образцы для измерения электродвижущей силы Н. Э. были выбраны в виде пластин размером $5 \times 15 \times 150 \text{ мм}^3$ для железокобальтовых сплавов и $11,7 \times 3 \times 7 \text{ мм}^3$ для никельмедных. Перед измерениями образцы отжигались при температуре 1000°C в вакууме в течение 10 час с последующим медленным охлаждением в печи.

Результаты измерений

Для всех исследуемых сплавов была получена зависимость электродвижущей силы Н. Э. от внешнего магнитного поля при различных температурах. Для образца, содержащего 25,1% Cu, кривые изображены на рис. 2. Здесь по оси ординат отложена величина $\frac{E_l}{\Delta T b}$, где E — электродвижущая сила Н. Э., l — расстояние между термопарами,

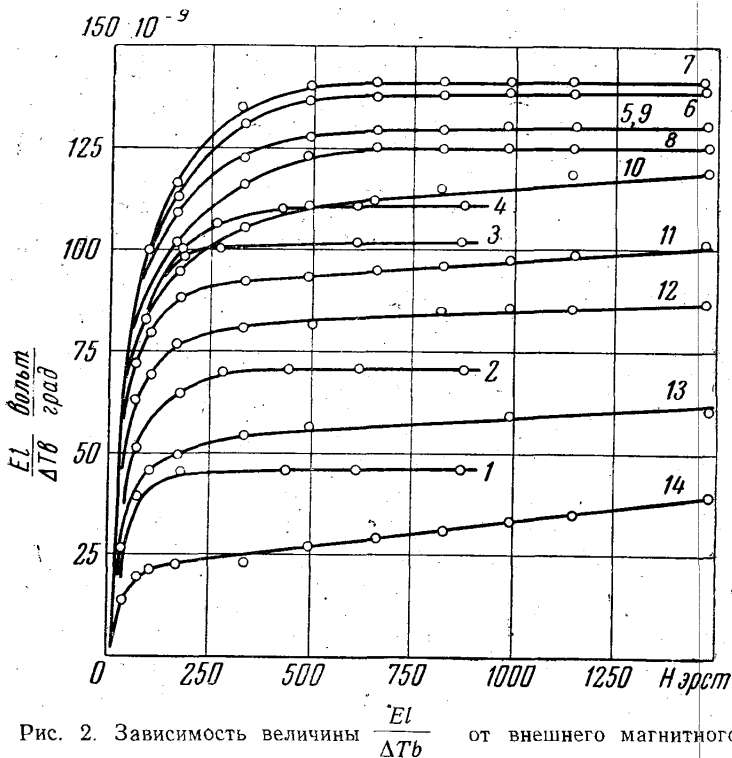


Рис. 2. Зависимость величины $\frac{E_l}{\Delta T b}$ от внешнего магнитного поля для образца, содержащего 25,1% Cu ост. Ni: 1 — $6,0^\circ$, 2 — $85,6^\circ$, 3 — $58,2^\circ$, 4 — $32,3^\circ$, 5 — $7,9^\circ$, 6 — $8,1^\circ$, 7 — $23,8^\circ$, 8 — $47,7^\circ$, 9 — $50,2^\circ$, 10 — $61,4^\circ$, 11 — $67,3^\circ$, 12 — $70,8^\circ$, 13 — $77,2^\circ$, 14 — $87,6^\circ$.

b — толщина образца, ΔT — разность температур, т. е. по оси отложена величина электродвижущей силы Н. Э., приведенная к температурному градиенту в один градус на один сантиметр. Для остальных исследованных нами никельмедных и железокобальтовых сплавов зави-

зисимость электродвижущей силы Н. Э. от магнитного поля имеет аналогичный характер, т. е. в полях до 200—400 эрст наблюдается довольно быстрый рост величины электродвижущей силы Н. Э., затем величина эффекта достигает насыщения. Температуры, при которых исследовалась указанная зависимость для никельмедных сплавов, изменялись от -120°C до точки Кюри, для железокобальтовых сплавов от 100 до 500°C .

Из графиков, аналогичных рис. 2, была получена зависимость величины электродвижущей силы Н. Э. от температуры для каждого из исследованных сплавов. Температурная зависимость эффекта Н. Э. для

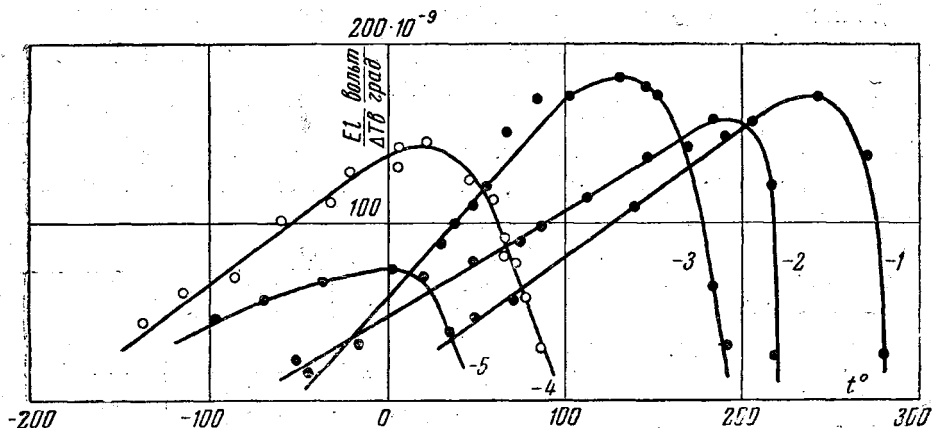


Рис. 3. Изменение величины $\frac{E_i}{\Delta T_b}$ с температурой для никельмедных сплавов: 1 — 4,64% Cu, 2 — 9,9% Cu, 3 — 15,1% Cu, 4 — 25,1% Cu, 5 — 29,6% Cu

никельмедных сплавов представлена на рис. 3. На этих сплавах величина эффекта Н. Э. сначала увеличивается с температурой, затем достигает максимальных значений и при приближении к точке Кюри падает. Для железокобальтовых сплавов соответствующая зависимость показана на рис. 4. Здесь величина эффекта монотонно увеличивается с температурой в изучаемом интервале температур.

На рис. 5 показана зависимость величины электродвижущей силы Н. Э. от процентного состава железокобальтовых сплавов. Из рисунка видно, что максимальное значение электродвижущей силы Н. Э. приходится на состав, содержащий 16,7% Со при всех исследованных температурах. Для никельмедных сплавов наибольшее значение эффекта при температуре 40°C приходится на состав, содержащий 25,1% Cu. Аналогичная зависимость для системы сплавов железокобальт-никельмедь при температуре 50°C была получена Смитом в [4].

Для вычисления ферромагнитной постоянной Q_s производилась экстраполяция значений $\frac{E_i}{\Delta T_b}$ от области насыщения к полю, равному

нулю. Полученные значения $\frac{E_i}{\Delta T_b}$ делились на значения спонтанной

намагниченности при той же температуре (значения спонтанной намагниченности также определялись с помощью линейной экстраполяции к полю, равному нулю). Значения Q_s в точке максимума кривых Q_s от ρ для исследованных материалов приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1
Железokoбальтовые сплавы

Процентное содержание кобальта	$Q_s \cdot 10^7$ $\frac{\text{вольт}}{\text{гаусс-град}}$	Температура, град. С
5,3	25	450
16,7	136	450
26,0	107	450
36,2	70	450

Таблица 2
Никельмедные сплавы

Процентное содержание кобальта	$Q_s \cdot 10^7$ $\frac{\text{вольт}}{\text{гаусс-град}}$	Температура, град. С
4,64	52	240
9,9	70	190
15,1	82	170
25,1	102	60
29,6	65	20

Для проверки соотношения (1) и для определения знака α были построены зависимости величины $\frac{Q_s}{T}$ от ρ . При этом экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на прямые, что подтверждает справедливость соотношения (1). Полученные прямые представлены на рис. 6 для железokoбальтовых и рис. 7 для никельмедных сплавов. При приближении к точкам Кюри для никельмедных сплавов зависи-

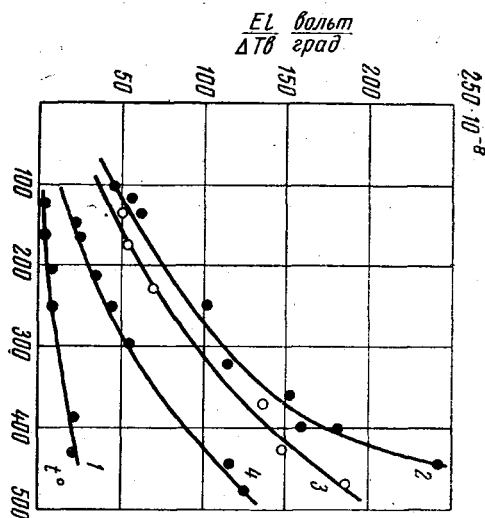


Рис. 4. Изменение величины $\frac{EL}{\Delta T b}$ с температурой для железokoбальтовых сплавов: 1—5,3% Co, 2—16,7% Co, 3—26,0% Co, 4—36,2% Co

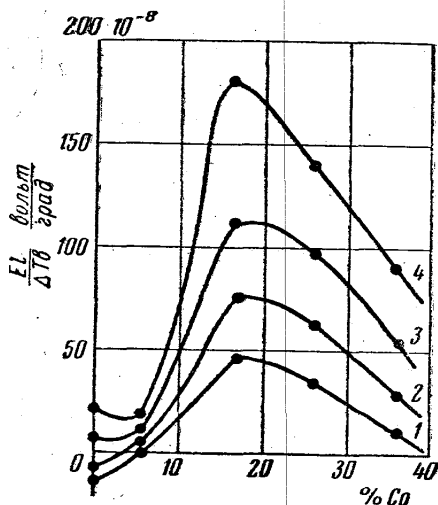


Рис. 5. Зависимость величины $\frac{EL}{\Delta T b}$ от процентного состава железokoбальтовых сплавов при различных температурах: 1—100°, 2—200°, 3—300°, 4—400°

мость, описываемая соотношением (1), не выполняется. Возможно, что это отклонение в области температур, близких к точкам Кюри, связывается с влиянием рассеяния на магнитных неоднородностях, особенно заметных в этой области температур. Отрезки, отсекаемые на вертикальной оси, представляют собой значения величины α , а тангенс угла наклона прямых — коэффициент β . Как видно из этих рисунков, знак α для исследованных систем сплавов имеет положительное значение. Как показано в (1)

$$\alpha \sim \rho_0 (M_e - \sigma M_i) \frac{I}{I^2}, \quad (2)$$

где ρ_0 — остаточное удельное электросопротивление, M_e — магнитный момент нелокализованных электронов, т. е. электронов, участвующих

в переносе заряда; M_i — магнитный момент локализованных электронов; σ — безразмерный коэффициент, приблизительно равный $\frac{|e|}{q}$, где e — заряд электрона, q — средний заряд иона решетки.

Таким образом, если $\alpha > 0$, то $M_e > M_i$, т. е. для исследованных систем магнитный момент электронов проводимости преобладает над

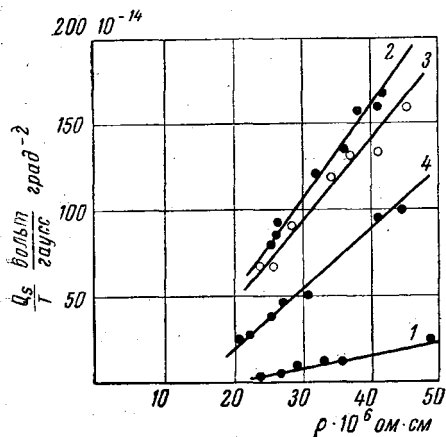


Рис. 6. Зависимость $\frac{Q_s}{T}$ от ρ для железо-кобальтовых сплавов: 1 — 5,3% Co, 2 — 16,7% Co, 3 — 26,0% Co, 4 — 36,2% Co

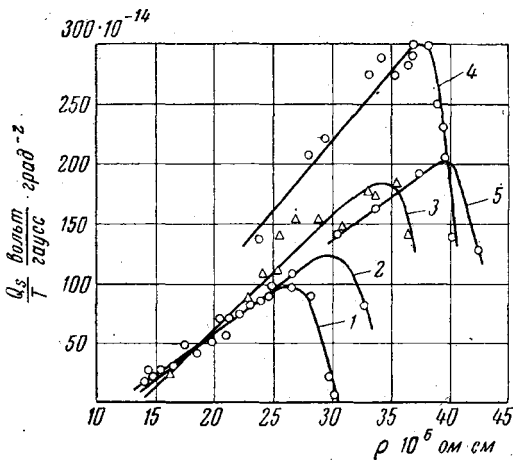


Рис. 7. Зависимость $\frac{Q_s}{T}$ от ρ для Ni-Cu сплавов: 1 — 4,64% Cu, 2 — 9,9% Cu, 3 — 15,1% Cu, 4 — 25,1% Cu, 5 — 29,6% Cu

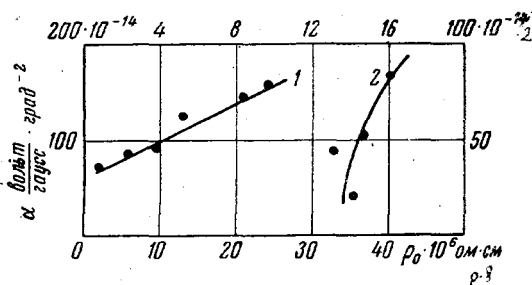


Рис. 8. Зависимость параметра α от остаточного удельного электрического сопротивления: 1 — сплавы никель—медь, 2 — сплавы железо—кобальт. Масштаб по оси абсцисс сверху и по оси ординат справа относится к сплавам железо—кобальт

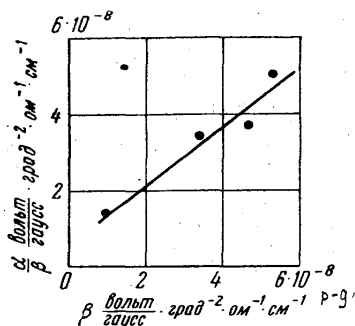


Рис. 9. Связь между величиной α/ρ_0 и параметром β у сплавов железо—кобальт

магнитным моментом локализованных электронов. Расчет (1) показывает, что

$$\beta \sim (M_e - \sigma M_i) \frac{1}{I^2} \quad (3)$$

Как видно из рис. 6, величина коэффициента β для никельмедных сплавов почти не изменяется с ростом концентрации меди. Это возможно в тех случаях, когда отношение $\frac{M_i}{M_e}$ не зависит от concentra-

ции, или в случае, когда $M_e \gg aM_i$, т. е. когда магнитный момент нелокализованных электронов много больше магнитного момента локализованных электронов.

Для сплавов, состоящих из двух ферромагнитных компонентов (железokoбальтовые сплавы), β изменяется с составом, т. е. с изменением концентрации кобальта изменяется доля участия в магнетизме локализованных и нелокализованных электронов.

На рис. 8 представлена зависимость параметра α от остаточного сопротивления ρ_0 для никельмедных и железokoбальтовых сплавов. Из рис. 8 видно, что у сплавов никельмедь наблюдается линейная зависимость между α и ρ_0 , что подтверждает справедливость теоретической формулы (2) и показывает, что в этом случае величина $(M_e - \sigma M_i) \frac{1}{I^2}$ остается приблизительно одинаковой для всех концент-

раций. На рис. 9 показана зависимость α/β_0 от параметра β для железokoбальтовых сплавов. В согласии с формулами (2) и (3) наблюдается линейная зависимость между α/ρ_0 и β .

Если определить из рис. 8 наклон прямой α к ρ_0 для никельмедных сплавов, то оказывается, что тангенс угла наклона является величиной одного порядка с коэффициентом β (из наклона прямых $\frac{Q_s}{T}$ в зависимости от $\rho - \beta \approx 8$: см. рис. 7, из наклона прямой $-\alpha(\rho_0) - \beta = -4$). Из рис. 9 видим, что и в случае железokoбальтовых сплавов тангенс угла наклона прямой $\alpha(\rho_0)$ приблизительно равен β .

Полученная экспериментально температурная зависимость Q_s от ρ хорошо описывается соотношением (1) и дает возможность вычислить коэффициенты α и β , следовательно, определить степень локализации магнитных электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондорский Е. И. ЖЭТФ, 45, 9, 511, 1963.
2. Кондорский Е. И., Васильева Р. П. ЖЭТФ, 45, 9, 11, 1963.
3. Иванова Р. П. «Физика металлов и металловедение», 8, 851, 1959.
4. Smith A. Phys. Rev., 17, 23, 1921.

Поступила в редакцию
31. 11 1963 г.

Кафедра
магнетизма