

Б. Г. ЛАЗАРЕВ, Н. М. НАХИМОВИЧ и Е. А. ПАРФЕНОВА

**ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЦИНКА
И КАДМИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУРАХ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 25 VII 1939)

1. Увеличение сопротивления монокристаллов металлов в поперечном поле зависит от угла, образуемого током и полем с осями решетки кристалла, причем этот «эффект ориентации» возрастает с понижением температуры. Такого рода анизотропия обнаружена исследованиями Юсти и Шеффера (1) также для многих металлов кубической системы, проводимость которых при отсутствии магнитного поля является изотропной. Для некубических металлов, из которых были детально исследованы Де-Гаазом и др. галлий и висмут (2), анизотропия сопротивления в магнитном поле проявляется в еще большей степени.

Эти эффекты свидетельствуют о необходимости учета теорией взаимодействия электронов с решеткой.

В настоящей работе исследовано поведение сопротивления монокристаллов гексагональных цинка и кадмия в магнитном поле до 18 килогауссов при температурах жидкого водорода и гелия с точки зрения того, как проявляется это взаимодействие в зависимости от кристаллической структуры. Существенная зависимость эффекта от ориентации осей кристалла была наблюдена и для Zn (3) и для Cd (4) при азотной температуре.

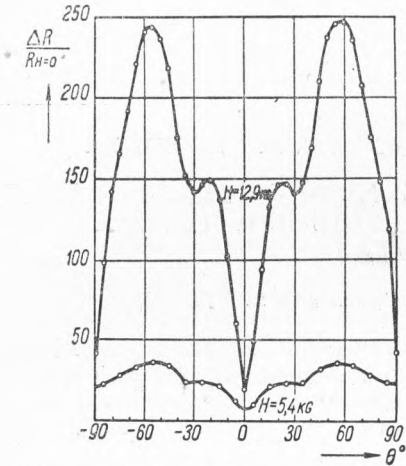
Значительно в меньшей степени, чем поперечный эффект, исследовано увеличение сопротивления в продольном магнитном поле. Этот эффект для Zn и Cd также рассмотрен в данной работе.

2. Большинство монокристаллов изготовлено из Zn и Cd фирмы «Хилгер» (для спектроскопии) частично по методу Бриджмена (5), частично по методу Капицы (6). Малое остаточное сопротивление образцов свидетельствует о незначительности примесей. На гониометре по методу Яковлевой (7) определялся угол α между плоскостью базиса и осью образца, а также угол β между осью [1000], лежащей в плоскости базиса, и осью образца. Для большинства исследованных монокристаллов $\alpha = \beta$ и лишь для Zn10 и Cd4 $\beta > \alpha$. Компенсационная схема позволяла измерять сопротивление с точностью до $10^{-7}\Omega$.

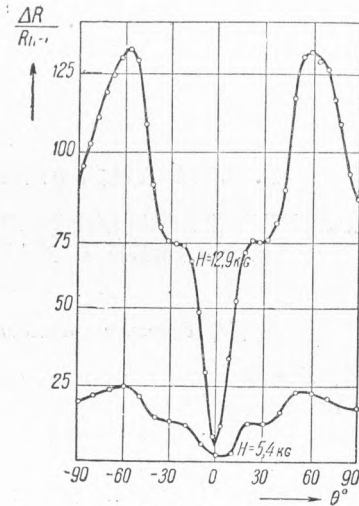
3. При вращении монокристалла с плоскостью базиса, почти параллельной оси образца, в поперечном магнитном поле при $T \approx 80^\circ \text{K}$. получается ротационная диаграмма, представляющая собой периодическую кривую с максимумом, когда плоскость базиса перпендикулярна полю, и минимумом, когда она параллельна полю.

При $T = 4.2^\circ \text{K}$. для монокристалла той же ориентации помимо возрастания величины эффекта диаграмма усложняется (фиг. 1). На месте

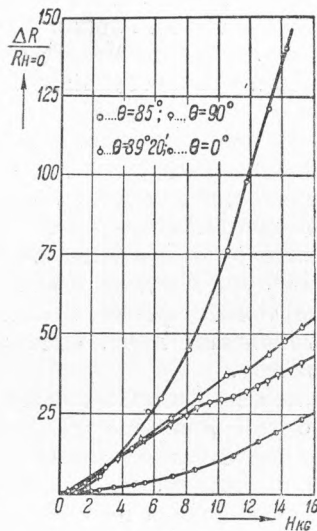
максимума ($\theta = 90^\circ$) появляется минимум, менее глубокий, чем при $\theta = 0^\circ$. Кроме того появляются дополнительные изгибы при $\theta = \pm 30^\circ$. При повышении температуры и уменьшении поля максимумы и минимумы диаграммы сглаживаются. На фиг. 2 приведена ротационная диаграмма при $T = 4.2^\circ \text{ К}$. для монокристалла Cd с той же ориентацией плоскости базиса. Она почти идентична с диаграммой для цинка.



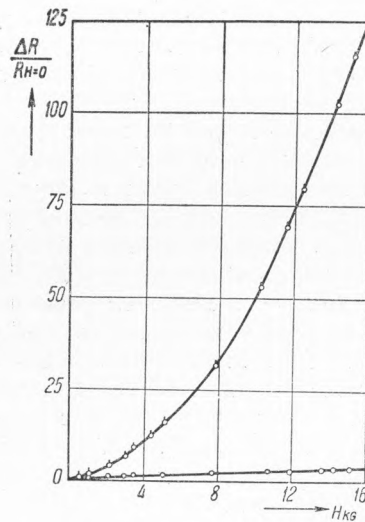
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 1—4. Зависимость увеличения сопротивления в поперечном магнитном поле от поля при разных углах θ ротационной диаграммы

Представляет интерес измерение зависимости увеличения сопротивления от поля при характеристических углах ротационной диаграммы. Кривые такой зависимости, соответствующие $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ фиг. 1, приведены на фиг. 3. Они не только отличаются по характеру, но при $\theta = 90^\circ$ зависимость представляется функцией с производной, лишенной монотонности. Как видно из фиг. 3, такая anomальная зависимость наблюдается лишь в узком интервале углов и при $\theta = 85^\circ$ уже совершенно сглажена.

Если снимать диаграммы вращения для монокристаллов с последовательно увеличивающимся углом α , то характер диаграмм постепенно изменяется и при $\alpha \approx 90^\circ$ кривая имеет 3 максимума при вращении на 180° соответственно вращению около оси 6-го порядка.

В табл. 1 приведены данные для образцов Zn, отношение $\frac{RT}{R_0^\circ\text{C}}$, анизотропия диаграммы вращения $\frac{\Delta R_{\max}}{\Delta R_{\min}}$ и усредненный по углам диаграммы поперечный эффект при $T=20.4^\circ$ и 4.2° К. Для Zn видно, что при $H=\text{Const}$ средний поперечный эффект уменьшается с увеличением α . При гелиевой температуре на эту зависимость накладывается еще сильная зависимость от остаточного сопротивления образцов. Такую зависимость от α подтверждают и данные для Cd.

Таблица 1

| | α —угол между пл. базиса и осью образца | $\frac{R_{20.4^\circ}}{R_0^\circ\text{C}} \times 10^4$ | $\frac{R_{4.2^\circ}}{R_0^\circ\text{C}} \times 10^4$ | $T=20.4^\circ \text{ К}, H=11.5 \text{ кГ}$ | | $T=4.2^\circ \text{ К}, H=12.9 \text{ кГ}$ | |
|------|--|--|---|---|--|--|--|
| | | | | $\frac{\Delta R_{\max}}{\Delta R_{\min}}$ | $\frac{\Delta R_{\perp}}{R_0^\circ\text{C}} \times 10^4$ | $\frac{\Delta R_{\max}}{\Delta R_{\min}}$ | $\frac{\Delta R_{\perp}}{R_0^\circ\text{C}} \times 10^3$ |
| Zn 4 | 2° | 58 | 4.0 | 1.5 ₂ | 12 ₂ | — | — |
| Zn10 | 2° | 57 | 4.7 | 1.5 ₃ | 12 ₄ | 14.4 | 75 |
| Zn 2 | 4° | 62 | — | 1.5 ₂ | 11 ₆ | — | — |
| Zn 8 | 5° | — | 5.6 | — | — | 8.2 | 62 |
| Zn12 | 10° | 62 | — | — | — | 9.7 | 80 |
| Zn 7 | 19° | 68 | 5.8 | 1.4 ₅ | 11 ₅ | 4.2 | 41 |
| Zn15 | 24° | 60 | 3.7 | 1.2 ₆ | 11 ₃ | 2.3 | 64 |
| Zn 5 | 41° | 65 | 6.2 | — | — | 2.9 | 52 |
| Zn 6 | 75° | 87 | 3.6 | 1.1 ₀ | 9 ₁ | 4.6 | 69 |
| Zn17 | 80° | — | 7.6 | — | — | 4.2 | 48 |
| Zn14 | 85° | 172 | 4.9 | — | 5 ₂ | 1.1 | 35 |
| Zn 1 | Поликристалл | 67 | — | — | 10 ₇ | — | — |
| Zn 9 | Поликристалл | 59 | 5.7 | — | 10 ₆ | — | 55 |

Эффект для поликристаллов является приблизительно средним по сравнению с монокристаллами предельных ориентаций.

4. на фиг. 4 приведена для поликристалла Zn зависимость сопротивления от поля в поперечном и продольном полях при 4.2° К. Продольный эффект резко отличается от поперечного тем, что имеет характер насыщения. Поперечный и продольный эффекты для поликристалла Cd имеют такой же характер, что установил Милнер (8).

При водородной температуре продольный эффект имеет также характер насыщения. При температуре жидкого азота продольный эффект обоих металлов не обнаруживает признаков насыщения (3,9).

5. Одинаковость явления насыщения продольного эффекта при $T=20.4^\circ$ и 4.2° К. для Zn и Cd, повидимому, обусловлена подобием их структуры. Мы рассмотрели зависимость продольного эффекта от взаимодействия электронов с решеткой, для чего был измерен продольный эффект для монокристаллов с различной ориентацией плоскости базиса. При этом, как видно из табл. 2, оказывается, что продольный эффект имеет при $T=20.4^\circ$ К. максимальное значение вблизи $\alpha=45^\circ$. Затем обнаружено, что при водородной температуре, так же как при азотной и комнатной, если снимать диаграмму вращения около оси, перпендикулярной к направлениям тока

Таблица 2

| | α —угол между пл. базиса и осью образца | $T=20.4^\circ \text{ K}$ $H=11.5 \text{ kG}$ | | $T=4.2^\circ \text{ K}$ $H=11.5 \text{ kG}$ |
|------|--|--|--|--|
| | | $\frac{\Delta R_{11}}{R_{0^\circ \text{C}}} \times 10^4$ | $\frac{\Delta R_{11}}{R_{0^\circ \text{C}}} \times 10^4$ | $\frac{R}{R_{0^\circ \text{C}}} \times 10^4$ |
| Zn 4 | 2° | 3 ₅ | 6 | 10 |
| Zn10 | 2° | 3 ₄ | 3 | 12 |
| Zn12 | 10° | 4 ₈ | — | — |
| Zn 7 | 19° | 6 ₁ | 26 | 32 |
| Zn15 | 24° | 5 ₅ | 17 | 21 |
| Zn 5 | 41° | 8 ₀ | — | — |
| Zn 6 | 75° | 4 ₆ | 33 | 37 |
| Zn13 | 80° | 2 ₃ | — | — |
| Zn14 | 85° | 1 ₄ | — | — |
| Zn 1 | Поли-кристалл | 5 ₃ | — | — |
| Zn 9 | Поли-кристалл | 4 ₇ | 16 | 21 |

и поля и параллельной плоскости базиса, то минимум и максимум совпадают соответственно с продольным и поперечным положениями образца лишь при $\alpha \approx 0^\circ$ и $\alpha \approx 90^\circ$. При промежуточных ориентациях плоскости базиса минимум сдвинут к углу, при котором плоскость ближе к ориентации, параллельной относительно поля. При гелиевой температуре оба эти явления почти незаметны, повидимому, из-за значительного влияния даже малых неточностей в параллельности тока полю.

6. Теория Франка—Зоммерфельда не дает правильного описания поперечного эффекта из-за неучета анизотропии связи электронов в решетке. Однако формальный учет анизотропии теорией приводит к результату, по которому с увеличением флуктуаций времени между столкновениями эффект увеличивается. Можно предположить, что в случае гексагональной решетки флуктуации наименьшие, когда ток течет вдоль гексагональной оси. Этим можно объяснить зависимость среднего поперечного эффекта от ориентации плоскости базиса.

Аномальная зависимость от поля, наблюдаемая в весьма узком интервале углов, повидимому, также обусловлена эффектами взаимодействия электронов с решеткой.

Связь ротационной диаграммы со структурой кристалла может быть объяснена с точки зрения гипотезы о распространении тока в некоторых преимущественных плоскостях решетки кристалла. Такой плоскостью можно считать плоскость базиса, в направлении которой электропроводность является наибольшей. Когда ток параллелен плоскости базиса и последняя становится параллельной полю, сила Лоренца стремится отклонить электроны из плоскости базиса. Однако вследствие больших направляющих сил в этой плоскости при этом происходит меньшее отклонение электронов, чем когда, например, сила Лоренца параллельна плоскости базиса. Этим можно объяснить минимум увеличения сопротивления при $\theta = 0^\circ$. Наблюдающийся при более низкой температуре второй минимум при $\theta = 90^\circ$ можно приписать аналогичному действию боковых плоскостей призмы. Результаты на монокристаллах других металлов допускают такое же объяснение явления.

7. С точки зрения гипотезы о «плоскостном» распространении тока можно объяснить и зависимость продольного эффекта от ориентации

а также и смещение минимума в диаграммах вращения (п. 5). К «истинному» продольному эффекту, имеющему место при $\alpha=0^\circ$ и $\alpha=90^\circ$, добавляется часть, обусловленная микроскопическими составляющими тока, перпендикулярными к полю, появляющимися в результате направляющего действия на электроны плоскости базиса.

Украинский Физико-технический институт
Харьков

Поступило
13 VII 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ E. Justi a. H. Scheffers, Phys. ZS, **37**, 383, 1936 (Au); Phys. ZS., **37**, 475, 1936 (Au); Actes du VII Congr. Inst. du Froid, VII, 217 1936 (Au); Phys. ZS, **37**, 700, (1936); Phys. ZS, **38**, 891, (1937); Phys. ZS, **39**, 592, (1938) (Pb). ² W. J. De Haas a. oth., Leid. Com., 229 (1933); Leid. Com., 231b (1933); Leid. Com., 237d (1935); Physica, **4**, 767, 1937 (Ga); Leid. Com. 207a (1930); Leid. Com., 210a (1930); Leid. Com. 210b (1930); Leid. Com., 237b (1935) (Bi). ³ B. G. Lasarew a. M. M. Noskov, Sow. Phys; **13**, 130 (1938). ⁴ C. I. Milner, Proc. Camb. Phil. Soc. **33**, 145 (1937). ⁵ Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts Sci **60**, 307 (1925). ⁶ P. Kapitza, Proc. Roy. Soc, A, 119, 358 (1928). ⁷ Э. С. Яковлева, ЖЭТФ **3**, 455 (1933). ⁸ C. J. Milner, Proc. Roy. Soc. A. **160**, 207 (1937). ⁹ P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. A. **123**, 292, (1929). ¹⁰ A. Sommerfeld a. N. H. Frank, Rev. mod. Phys. **3**, I (1931).