Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 2

ФИЗИКА

Б. И. ВЕРКИН, И. М. ДМИТРЕНКО и И. Ф. МИХАЙЛОВ

«ТОНКАЯ СТРУКТУРА» ЯВЛЕНИЯ СЛОЖНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МЕТАЛЛОВ ОТ ПОЛЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 2 X 1954)

Исследование магнитных свойств монокристаллов Be ([1]) показало, что в больших полях кривая зависимости $\Delta\chi$ от H должна описываться суммой, содержащей несколько слагаемых вида $A_i H^{-3/2} e^{-B_i \frac{1}{H}} \times \cos\left(\omega_i \frac{1}{H} - \delta_i\right)$. Сложность кривой зависимости $\Delta\chi$ от H монокристаллов бериллия при 4,2°K, малость интервала значений поля, в котором были проведены исследования, не позволили выделить отдельные слагаемые и определить характеризующие явление величины A_i, B_i, ω_i и δ_i. Наряду с продолжением исследований магнитных свойств монокристаллов Be в области бóльших значений H/T интересно было выяснить, свойственно ли наличие «тонкой структуры» явления (большое число слагаемых в функциональном представлении экспериментальной кривой зависимости $\Delta\chi$ от H) монокристаллам других металлов и, в первую очередь, магния — металла с решеткой, отвечающей плотной упаковке шаров и, в соответствии с этим, возможно, с малой анизотропией физических свойств.

В работе были исследованы магнитные свойства монокристаллов Mg, Zn, Be в интервале полей от 1500 до 20000 эрст. при $T \leqslant 4{,}2$°K. Метод исследования попрежнему состоял в измерении пары сил, действующей на монокристалл, подвешенный в однородном магнитном поле на тонкой упругой нити ([1]). Качество исследованных монокристаллов контролировалось методом рентгеноструктурного анализа. Определение ориентации монокристаллов и крепление их к оси подвеса осуществлялись при помощи гониометрического столика Федорова. Ошибка в установке осей монокристаллов не превышала 1°.

В работе были исследованы магнитные свойства магния, не обнаруживающего в области гелиевых температур явления минимума электросопротивления ([2]) и имеющего остаточное сопротивление $r_{4,2°}/r_{\text{комн}} = 2{,}02 \cdot 10^{-3}$ при такой установке его кристаллов в магнитном поле, когда ось симметрии 2-го порядка была направлена вдоль оси подвеса образца (измеряется величина разности главных удельных восприимчивостей $\Delta\chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$).

Одна из типичных кривых зависимости $\Delta\chi$ монокристаллов Mg от напряженности магнитного поля представлена на рис. 1. Изображенная на этом рисунке кривая (как, впрочем, и большинство остальных кривых) описывается суммой

$$\chi_{\parallel} - \chi_{\perp} = \sum_{i=1}^{2} A_i H^{-3/2} e^{-B_i \frac{1}{H}} \cos\left(\omega_i \frac{1}{H} - \delta_i\right) \qquad (1)$$

при условии, что ω_1 и ω_2 — весьма близкие величины. В случае кривой, изображенной на рис. 1, ω_1 и ω_2 отличаются на 5%. При некоторых положениях монокристаллов магния в поле проявляются три близких частоты.

Таким образом, исследование магния привело к обнаружению и у этого металла «тонкой структуры» явления сложной периодической зависимости восприимчивости от поля.

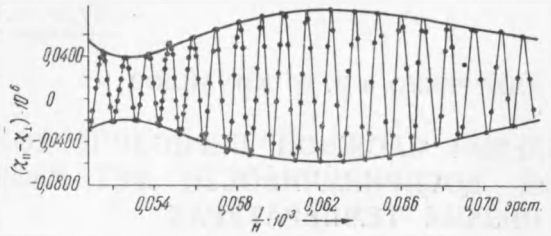


Рис. 1. Зависимость разности главных удельных восприимчивостей кристаллов магния от напряженности магнитного поля. $\varphi = 34°$; $T = 4{,}2$ °K

Существующая теория явления в форме, преобразованной к анизотропному случаю, если пользоваться представлением о сложной структуре энергетической поверхности(три эллипсоида постоянной энергии для гексагональной структуры ([3])), когда осью подвеса является одна из бинарных осей ([4]), дает для вращающей кристалл пары, а значит и для разности $\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$, выражение в виде суммы (1), где

$$\omega_1 = \frac{2\pi c}{e\hbar} E_0 \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3}}{\sqrt{m_1 \sin^2\varphi + m_3 \cos^2\varphi}}; \quad \omega_2 = \frac{2\pi c}{e\hbar} E_0 \frac{\sqrt{m_1 m_2 m_3}}{E_0 \sqrt{(1/4 m_1 + 3/4 m_2)\sin^2\varphi + m_3 \cos^2\varphi}}.$$

В случае заметной анизотропии масс ($m_3 \gg m_1$ и $m_3 \gg m_2$) $\omega_1 = \omega_2$, и в сумме остается только одно слагаемое; в случае же малой анизотропии масс ($m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$), а это, повидимому, и имеет место для монокристаллов магния, ω_1 и ω_2 мало отличаются друг от друга. Изложенная простая интерпретация «тонкой структуры» явления у монокристаллов с малой анизотропией масс (магний и, повидимому, свинец ([5])) не позволяет приписывать отдельные частоты различным электронным группам.

Естественно было искать «тонкую структуру» явления у металла с возможно большой анизотропией главных значений тензора эффективных масс. Таким металлом является цинк (см. таблицу в ([1])), разность главных удельных восприимчивостей монокристаллов которого была исследована в зависимости от поля H при 14 значениях угла φ между вектором поля и главной осью кристалла. Одна из экспериментальных кривых ($\varphi = 25°$) изображена на рис. 2 (кривая A). Данные проведенных исследований подтверждают прежний вывод о том, что у монокристаллов цинка огибающая кривой $\Delta\chi(H)$ имеет максимум в поле $H_{max} \sim 1/\cos\varphi$ (при $0 \leqslant \varphi \leqslant 45°$). Следует заметить, что при $\varphi = 80°$ $H_{max} > 20\,000$ эрст.

В процессе исследования монокристаллов цинка напряженность магнитного поля изменялась на малую (значительно меньшую, чем в предыдущих исследованиях) величину, и это привело к обнаружению «тонкой структуры» явления и у этого металла (кривые *а*, *б*, *в*, рис. 2).

Малость амплитуды высокочастотных составляющих, большое отличие высоких частот от основной позволили во всем интервале применявшихся полей выделить основную частоту и для нее построить график зависимости периода $\Delta(1/H) - \mu_{эфф}/E_0$ от угла φ (кривая *а* рис. 3). В интервале углов $0 \leqslant \varphi \leqslant 45°$ эта кривая с достаточной степенью точности представляет собой косинусоиду. В рамках теории ([4]), согласно которой

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{e\hbar}{c} \frac{1}{E_0} \frac{\sqrt{M \sin^2\varphi + m_3 \cos^2\varphi}}{\sqrt{m_1 m_2 m_3}},$$

где M равно любой из m_1 либо $^1/_4 m_1 + {}^3/_4 m_2$, указанный выше результат означает, что $m_3 \gg m_1$ или $m_3 \gg {}^1/_4 m_1 + {}^3/_4 m_2$. Этот качественный вывод отлично согласуется с результатами прежнего сравнения теории с опытом для монокристаллов цинка ([1]) и весьма убедительно свидетельствует в пользу теории магнитных свойств металлов, построенной в предположении о квадратичном законе дисперсии для электронов, обусловливающих появление низкочастотной компоненты кривой $\Delta\chi(H)$.

Высокие частоты (а их при малых значениях угла φ по крайней мере две) мало отличаются друг от друга, и потому, не выделяя каждую из них, а считая проявляющейся только одну, была построена зависимость периода $\Delta(1/H) = \mu_{эфф}/E_0$ от угла φ для высокочастотной компоненты (кривая *б* рис. 3).

В случае монокристаллов цинка проявление высоких частот нельзя объяснить естественным учетом сложности энергетической поверхности, неточностью в установке кристалла и т. п. Наличие различных частот у элемента с весьма анизотропными массами, различный характер угловой зависимости периода низко- и высокочастотной компонент скорее всего свидетельствует в пользу представления о том, что в данном случае эти различные частоты соответствуют различным электронным группам металла (точнее, различным ветвям энергетического спектра квазичастиц, обусловливающих само явление).

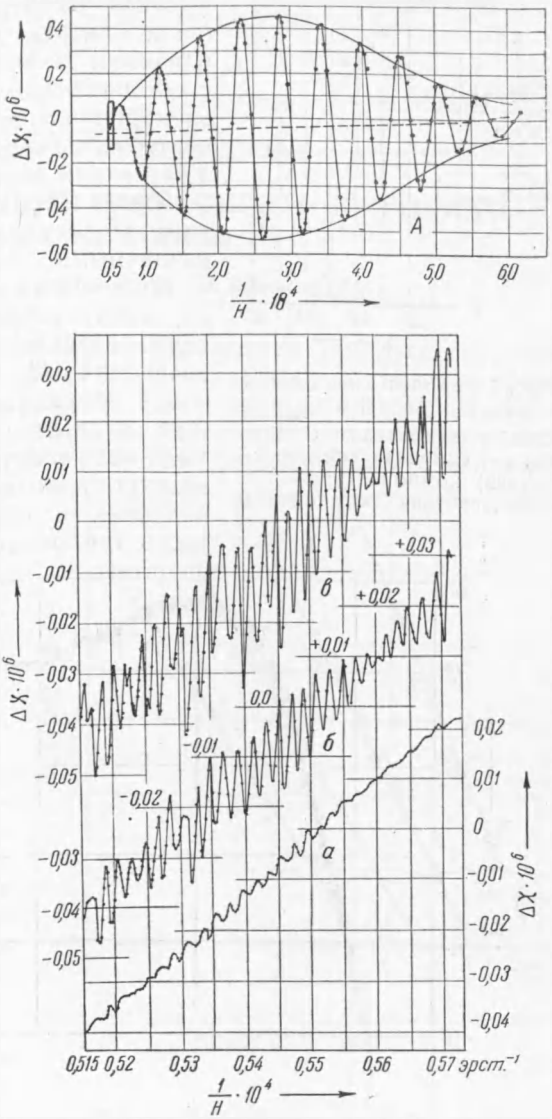


Рис. 2. Зависимость разности главных восприимчивостей кристаллов цинка от напряженности магнитного поля. $\varphi = 25°$. A — $T = 4{,}2$ °K; *а* — $T = 4{,}2$°K; *б* — $T = 2{,}0$°K; *в* — $T = 1{,}45$ °K. Кривые *а*, *б* и *в* представляют собой растянутый по полю участок кривой *A*, отмеченный прямоугольником

Заметим, что данные рис. 3 позволили вычислить площади максимальных сечений поверхности Ферми, перпендикулярных направлению вектора поля, для разных групп электронов и таким образом получить значительную часть экспериментальных данных, необходимых для полного воспроизведения формы этой поверхности ([7]).

Дальнейшее понижение температуры опыта при исследовании магнитных свойств монокристаллов бериллия привело к обнаружению «сверхтонкой структуры» явления у этого металла (см. рис. 4). При

1,45 °K максимум становится двугорбым, и на фоне такой, в общем и без того сложной, кривой, являющейся, повидимому, суперпозицией нескольких низких частот, появляется столь высокая частота, что ей в рамках теории [4] (если считать для этой частоты m_1, m_2, m_3 близкими и мало отличающимися от массы свободного электрона m_0) соответствует число электронов на атом металла $n \simeq 3 \cdot 10^{-2}$. Известно, что из данных о росте электросопротивления в магнитном поле [8] для бериллия $n \simeq 4 \cdot 10^{-2}$.

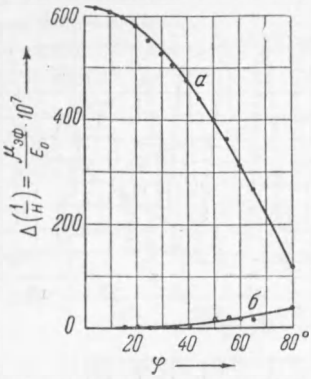


Рис. 3. Угловая зависимость периода $\Delta(1/H) = \mu_{эфф}/E_0$ для монокристаллов цинка. *а* — основная (низкочастотная) компонента; *б* — высокочастотная компонента

Таким образом, считая реальным существование нескольких групп электронов с различными значениями эффективных масс и предельных энергий E_0, проявляющихся, соответственно, в сложной периодической зависимости $\Delta\chi$ от H при различных значениях H/T, возможно предположить, что у бериллия (при H/T, соответствующих данным рис. 4) в явлении участвуют уже все электроны, проявляющие себя в электропроводности, в гальваномагнитных явлениях и обусловливающие электронную часть теплоемкости металла.

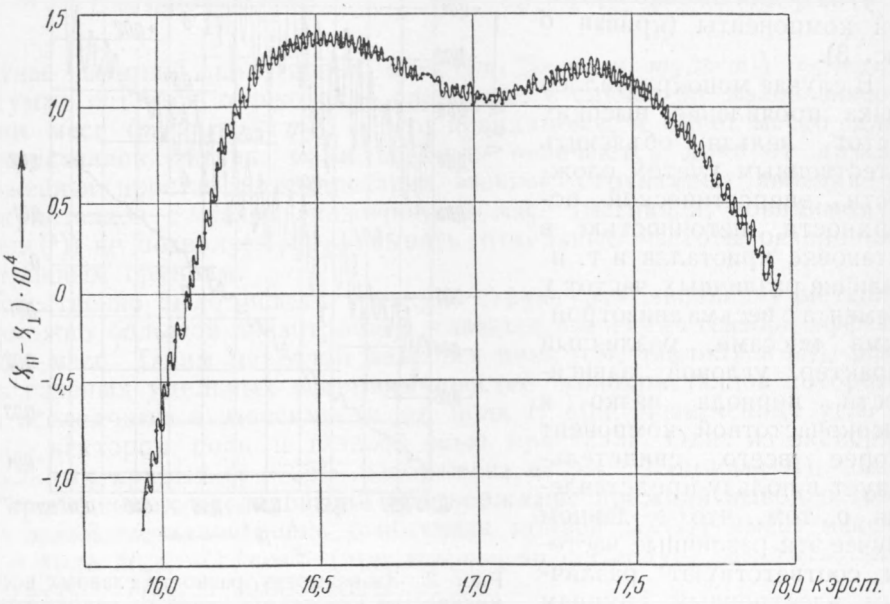


Рис. 4. Зависимость разности главных удельных восприимчивостей кристаллов бериллия от напряженности магнитного поля. $\varphi = 5°$; $T = 1{,}45$ °K

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность Б. Г. Лазареву за постоянный интерес к работе, а также Г. Е. Зильберману за ценные дискуссии.

Физико-технический институт
Академии наук УССР

Поступило
10 VIII 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. И. Веркин, И. Ф. Михайлов, ЖЭТФ, **25**, 471 (1953). [2] Л. С. Кан, Б. Г. Лазарев, ДАН, **81**, 1027 (1951). [3] M. Blackman, Proc. Roy. Soc., **166**, 1 (1938). [4] Л. Д. Ландау, Добавление к статье D. Shönberg, Proc. Roy, Soc., **170**, 341 (1939); Г. Е. Зильберман, ЖЭТФ, **21**, 1209 (1951). [5] D. Shoenberg, Physica, **19**, 791 (1953). [6] Б. И. Веркин, ДАН, **81**, 529 (1951). [7] И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, ДАН, **96**, 963 (1954). [8] Е. С. Боровик, ЖЭТФ, **23**, 91 (1952).