

Л. В. КИРЕНСКИЙ.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИВОЙ НАМАГНИЧЕНИЯ.

/Дипломная работа студента-магнитолога
Физического факультета М.Г.У./

Москва 16 апреля 1936 г.

I. ТРИ ТИПА СВЯЗИ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ.

I. Зависимость хода кривых намагничивания от температуры впервые подробно была исследована Кюри^{1/} в конце прошлого столетия. Им были сняты кривые намагничивания железа в интервале температур от 20° до 768°С.

Эти исследования Кюри показали, что интенсивность намагничивания при насыщении падает с повышением температуры, причем при некоторой температуре $\theta \approx 768^\circ\text{C}$ /точка Кюри/, металл теряет свои ферромагнитные свойства и переходит в парамагнитную фазу. Зависимость интенсивности намагничивания при насыщении от температуры представлена на рис. I.

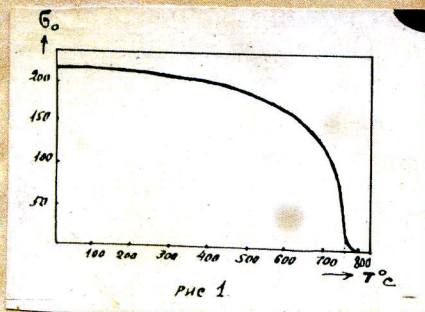


рис. I.

Зависимость J_s от T по Кюри.
 где δ - плотность вещества.

$$H = NJ$$

где N - некоторый коэффициент пропорциональности, исходя из теории парамагнетизма Ланжевена, показал, что кристалл может самопроизвольно намагничиваться, причем интенсив-

Исследования Герлаха, Вебстера, Хонда и его сотрудников над монокристаллом железа, показали, что интенсивность намагничивания при насыщении, являясь функцией температуры, не зависит от направления поля относительно кристаллографических осей.

Также от направления поля не зависит и точка Кюри. То как известно Вейсс^{2/}, исходя из гипотезы о наличии внутреннего молекулярного поля, равного

/1/

ность этого самопроизвольного /спонтанного / намагничения при данной температуре равна интенсивности намагничения при насыщении J_s . Величина J_s определяется системой двух уравнений:

$$\frac{J_s}{J_0} = \coth a - \frac{1}{a} \quad /2/$$

где $a = \frac{m NJ_s}{kT} \quad /3/$

где J_s величина спонтанного намагничения единицы объема ферромагнетика при данной температуре,

J_0 - при абсолютном нуле,

m - элементарный магнитный момент,

NJ_s - величина внутримолекулярного поля,

k - константа Больцмана,

T - абсолютная температура.

Таким образом, по Вейссу, для нахождения J_s при данной температуре, следует решить совместно /графически/ уравнения /2/ и /3/.

Решение дает зависимость, представленную на рис. 2.

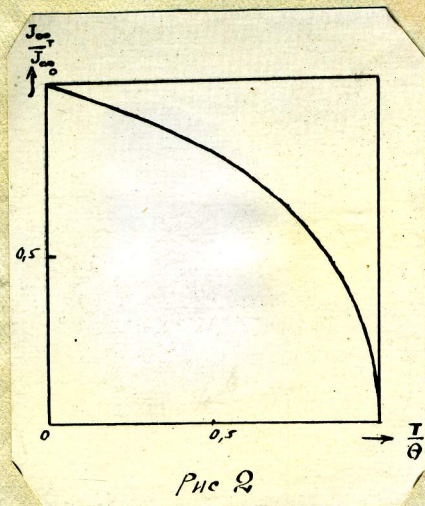


РИС. 2.

Несмотря на то, что теория Вейсса вполне удовлетворительно объяснила ряд явлений, сама по себе природа внутреннего молекулярного поля, его колоссальная величина, оставались неясными.

Только в 1928 г. Гайзенбергу I/ удалось показать, что наличие спонтанного намагничивания объясняется особым типом взаимодействия между электронами, называемого "обменным", причем энергия "обмена" имеет свое минимальное значение при параллельной ориентации спинов электронов.

Пусть эта энергия при параллельной ориентации спинов электронов будет $-U_r$, при антипараллельной $+U_r$. Тогда вероятность того, что спины двух электронов ориентированы параллельно друг другу, будет:

$$W_{\uparrow\uparrow} = ce^{\frac{U_r}{kT}} \quad /4/$$

а вероятность антипараллельной ориентации

$$W_{\uparrow\downarrow} = ce^{-\frac{U_r}{kT}} \quad /5/$$

Так как для спина возможны только параллельная и антипараллельная ориентации то

$$W_{\uparrow\uparrow} + W_{\uparrow\downarrow} = 1 \quad /6/$$

И мы сразу же получаем:

$$W_{\uparrow\uparrow} = \frac{e^{\frac{U_r}{kT}}}{e^{\frac{U_r}{kT}} + e^{-\frac{U_r}{kT}}} \quad /7/$$

$$W_{\uparrow\downarrow} = \frac{e^{-\frac{U_r}{kT}}}{e^{\frac{U_r}{kT}} + e^{-\frac{U_r}{kT}}} \quad /8/$$

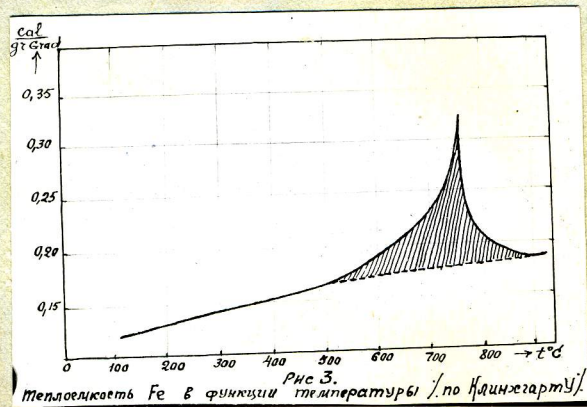
Из выражений /7/ и /8/ видно, что при температуре равной абсолютному нулю, все спины ориентированы параллельно друг другу и интенсивность намагничивания равна абсолютному насыщению J_{∞} . С повышением температуры растет вероятность $W_{\uparrow\downarrow}$, а следовательно и число спинов антипараллельно ориентирован-

ных друг по отношению к другу, а следовательно начнет уменьшаться и результирующий спин области спонтанного намагничивания. Вместе с тем будет падать и интенсивность намагничивания при насыщении J_{∞} , как этого и требуют данные Кюри.

Уменьшение электрической связи между спинами электронов, определяющей величину результирующего спина, происходит за счет поступающей тепловой энергии. Этим и объясняется аномальный ход теплоемкости в функции температуры для ферромагнетиков, так как здесь, помимо обычной теплоемкости присоединяется еще так наз. "магнитная" теплоемкость и энергия

$$U = \int_0^{\infty} c_m dT \quad /9/$$

представленная заштрихованной площадью на рис. 3 и есть энергия "обмена" /см. работу Клингхардт /1/.



Таким образом в ферромагнитном кристалле существует: СИЛЬНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ СПИНАМИ ЭЛЕКТРОНОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ ВЕЛИЧИНУ РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕГО СПИНА σ КРИСТАЛЛА. ЭНЕРГИЯ ЭТОЙ СВЯЗИ НЕ ЗАВИСИТ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕГО СПИНА σ ОТНОСИ-

ТЕЛЬНО КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ.

Этот тип связи и был рассмотрен Гайзенбергом в 1928 г.

По Гайзенбергу выражение для $J_{\infty T}$ несколько отличается от /2/ и /3/ данного Вейссом, именно по Гайзенбергу

$$y = \tanh x \quad /10/$$

$$x = \alpha + \frac{y}{2} \left(\beta - \frac{\beta^2}{2} \right) + \frac{\beta^2}{4z} y^3 \quad /11/$$

$$y = \frac{J_s}{J_0}, \quad \alpha = \frac{M}{kT} \quad \text{где } M \text{ - магнитный момент электрона, } \beta = \frac{z U_0}{kT} \quad \text{где}$$

z - число соседних атомов, окружающих данный, U_0 - интеграл обменного взаимодействия.

Как видно из /10/ и /11/, в отсутствии внешнего поля при темп. ниже критической, будет некоторое самопроизвольное намагничение.

Блок I/ подробно исследовал ферромагнетизм при низких температурах, причем нашел, что для случая кубической решетки, где один атом окружен 8-ю соседями, каждый из которых имеет один магнитный электрон, справедливо соотношение

$$J_{\infty T} = J_{\infty 0} \left[1 - \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \right] \quad /12/$$

где θ - точка Кюри.

Это выражение несколько отличается от экспериментального закона Вейсса^{2/}, найденного им для низких температур.

что касается работы намагничивания

$$J_{\infty T} = J_{\infty 0} [1 - AT^2] \quad /13/$$

Опыты Кюри также показали, что с повышением температуры помимо уменьшения интенсивности намагничения при насыщении уменьшается так же и площадь, выражаемая

$$\int_0^{J_{\infty T}} H dJ \quad /14/$$

т.е. уменьшается работа намагничения кристалла.

Однако эта работа намагничения кристалла является также

1. Блок. "Молекулярная теория магнетизма" ОНТИ. 1934.
2. Weiss et Forer Ann. de Phys., 10 série. t. XII (Novembre 1920).

функцией направления намагничивания относительно кристаллографических осей кристалла, т.е. ферромагнитный кристалл обладает резко выраженной анизотропией.

Согласно ~~и~~ современным представлениям, анизотропия кристалла определяется магнитной связью между магнитным моментом спина и внутренним магнитным полем атома. Таким образом в ферромагнитном кристалле существует:

МАГНИТНАЯ СВЯЗЬ между магнитным моментом спина и внутренним магнитным полем атома, определяющая собой энергетическую анизотропию кристалла.

Этот тип связи был известен давно и Акулов, основываясь на этом типе связи, дал теорию кривой намагничивания ферромагнитного монокристалла. I/

Экспериментально также было известно, что под действием упругих натяжений меняется ход кривой намагничивания, а следовательно и энергия намагничивания, выражаемая ~~интегралом~~ /14/.

Эта магнитная энергия деформации кристалла, как показал Акулов, идет на изменение магнитной связи между спинами электронов. Таким образом в ферромагнитном кристалле существует: МАГНИТНАЯ СВЯЗЬ СПИНОВ ЭЛЕКТРОНОВ, ОБУСЛАВЛИВАЮЩАЯ СОВОЙ ДЕФОРМАЦИЮ КРИСТАЛЛА, ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ОРИЕНТАЦИИ РЕЗУЛЬТИРУЮЩЕГО СПИНА, ОТНОСИТЕЛЬНО КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ КРИСТАЛЛА. 2/

Основываясь на этой связи, Акулову удалось в 1928 г. дать теорию магнитострикции при насыщении.

1/. N. Akulov. Zeits. fur Phys. 69. 75. 1931.

2/. N. Akulov. Zeits. fur Phys. 52. 589. 1928.

П. ТЕОРИЯ АКУЛОВА I / ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ КОНСТАНТОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ И ИНТЕНСИВНОСТЬЮ НАМАГНИЧЕНИЯ ПРИ НАСЫЩЕНИИ.

Все вышеприведенные работы Вейсса, Гайзенберга, Блоха, давали только температурную зависимость величины интенсивности намагничения при насыщении, т.е. предельную точку кривой намагничения. Зависимость хода кривой намагничения от температуры до последнего времени оставалась неясной, и только в последнее время, благодаря введению одной гипотезы, Акулову удалось связать функционально константу ферромагнитной анизотропии с интенсивностью намагничения при насыщении, для температур, достаточно далеких от точки Кюри, одновременно показав, что константа ферромагнитной анизотропии в этом интервале температур от температуры явно не зависит, и таким образом становится возможным полностью построить кривую намагничения для любой температуры, не лежащей вблизи точки Кюри.

Как указывалось выше, согласно современной теории Гайзенберга, результирующий спин кристалла уменьшается с повышением температуры. Однако согласно основного предположения Акулова, это уменьшение результирующего спина кристалла, при расчете магнитной энергии анизотропии, эквивалентно отклонению спина от первоначального направления, соответствующего устойчивому равновесию на некоторый угол ϑ , удовлетворяющий условию

$$J_{a\vartheta} = J_{a0} \cos \vartheta$$

/15/

Итак, магнитную энергию анизотропии кристалла можно рассчитывать предположив, что

I/. *Работы Акулова*
N. Akulov. Zeits. fur. Phys. 100. 31. 1936.

С ПОВЫШЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ, НЕИЗМЕННЫЙ ПО ВЕЛИЧИНЕ РЕЗУЛЬТИРУЮЩИЙ СПИН КРИСТАЛЛА, ВЫХОДИТ ИЗ НАПРАВЛЕНИЯ УСТОЙЧИВОГО РАВНОВЕСИЯ И ПРЕЦЕССИРУЕТ ОКОЛО ЭТОГО НАПРАВЛЕНИЯ ПОД УГЛОМ, ϑ УДОВЛЕТВОРЯЮЩИМ УСЛОВИЮ /15/. *аналогичные предположения явились основными, при расчете точной структуры атома.*

Мы видим, что шаг, сделанный Акуловым, состоит в переносе векторной модели атома, на Ферромагнитный кристалл.

С такого рода переносом мы встречались и раньше. Наиболее характерным является перенос на металл, высказанного для атома принципа Паули, являющегося на ряду с принципом неразличимости электронов основной предпосылкой ~~к~~ квантовой статистике Ферми-Дирака. Такой перенос вполне логичен еще и потому, что энергетические соотношения в ферромагнитных кристаллах, аналогичны соотношениям, встречающимся при рассмотрении атомной структуры.

Исходя из вышесказанного и пользуясь известным выражением для внутренней энергии кубического кристалла

$$U = U_0 + 2k(S_1^2 S_2^2 + S_2^2 S_3^2 + S_1^2 S_3^2) \quad /16/$$

где U_0 — постоянная, *равная энергии намагниченности вдоль оси [100]*
 k — константа анизотропии

S_1, S_2, S_3 — косинусы углов между результирующим спином кристалла и соответствующей тетрагональной осью,

Акулов нашел, что для железа, в случае малых углов отклонения ϑ , когда справедливо выражение

$$\cos \vartheta = 1 - \frac{\vartheta^2}{2}$$

имеет место следующее соотношение

$$k = k_0 \left[1 - 10 \frac{\Delta J}{J_{00}} \right] \quad /17/$$

или рассматривая это, как первые члены разложения бинома Ньютона, получим:

$$k = k_0 j^{10} \quad /18/$$

где k константа анизотропии при данной температуре,
 k_0 — при абсолютном нуле и $j = \frac{J_{00} + \Delta J}{J_{00}}$

III. ОБОБЩЕНИЕ ТЕОРИИ АКУЛОВА НА СЛУЧАЙ ЛЮБОГО УГЛА ОТКЛОНЕНИЯ ϑ .

Из закона анизотропии /16/, непосредственно вытекает, что в случае абсолютного нуля температуры, внутренняя энергия кристалла при ориентации результирующего спина вдоль осей [100], [110] и [111] будет соответственно

$$\left. \begin{aligned} u_{100} &= u_0 \\ u_{110} &= u_0 + \frac{k_0}{2} \\ u_{111} &= u_0 + \frac{2}{3}k_0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /19/$$

откуда следует, что

$$k_0 = 2(u_{110} - u_{100}) \dots \dots \dots /20/$$

или

$$k_0 = \frac{3}{2}(u_{111} - u_{100})$$

Так как результирующий спин кристалла может быть ориентирован в заданном направлении внешним магнитным полем, и так, как работа намагничивания при этом

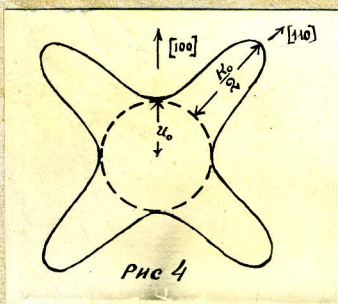
$$u = \int_0^J H dJ \dots \dots \dots /21/$$

то мы можем написать

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= 2 \int_0^{J_0} (H_{110} - H_{100}) dJ \\ k_0 &= \frac{3}{2} \int_0^{J_0} (H_{111} - H_{100}) dJ \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots /22/$$

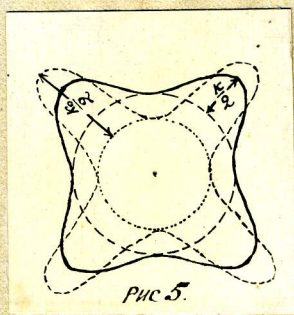
То-есть константа анизотропии при абсолютном нуле есть удвоенная разность энергий, затраченных при намагничении кристалла до насыщения вдоль диагональной и тетрагональной осей.

Это легко интерпретируется так же и графически. Разрез энергетической диаграммы плоскостью (100) представлен на рис. 4-м.



Как показал Титов, I/ с повышением температуры вид энергетической диаграммы сохраняется, уменьшается только ее амплитуда

/см. рис. 5/



Тогда по аналогии с выше указанным мы можем сказать: КОНСТАНТА АНИЗОТРОПИИ ПРИ ЗАДАННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ, ЕСТЬ УДВОЕННАЯ РАЗНОСТЬ ЭНЕРГИИ ПРИ НАМАГНИЧЕНИИ КРИСТАЛЛА ДО НАСЫЩЕНИЯ ПРИ ТОЙ ЖЕ ТЕМПЕРАТУРЕ ВДОЛЬ ДИАГОНАЛЬНОЙ И ТЕТРАГОНАЛЬНОЙ ОСЕЙ.

РИС. 5.

$$k = 2 \int_0^{J_{00}} (M_{110} - M_{100}) dJ = 2 (U_{110} - U_{100})$$

$$k = \frac{3}{2} \int_0^{J_{00}} (M_{111} - M_{100}) dJ = \frac{3}{2} (U_{111} - U_{100})$$

/23/

Итак, для вычисления константы анизотропии, нам следует взять удвоенную разность внутренних энергий ферромагнетика, когда результирующий спин ориентирован вдоль направлений $[110]$ и $[100]$.

Направим поле H вдоль тетрагональной оси. При абсолютном нуле температуры, внутренняя энергия будет согласно [19] равна просто U_0 . При повышении температуры, согласно предположению Анулова, результирующий спин кристалла отклонится и будет прецессировать под углом ϑ к направлению $[100]$, "налезая" на энергетический горб, как показано на рис. 6, и для значения

энергии мы получим

$$U_{100} = U_0 + 2k_0 \frac{1}{2\sqrt{5}} \int_0^{2\pi} (S_1^2 S_2^2 + S_2^2 S_3^2 + S_1^2 S_3^2) d\varphi$$

/24/

где

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \cos \vartheta \\ S_2 &= \sin \vartheta \cos \varphi \\ S_3 &= \sin \vartheta \sin \varphi \end{aligned} \right\}$$

/25/

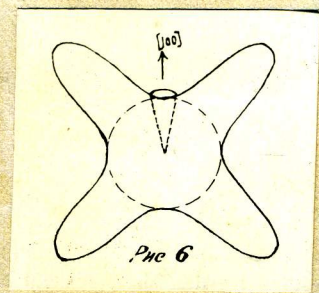


РИС. 6.

Интеграл нами взят потому, что спин прецессирует под углом ϑ к тетрагональной оси, вдоль которой

направленно магнитное поле и для получения значения энергии, мы должны усреднить по φ в интервале от 0 до 2π .

При намагничении вдоль оси $[110]$, результирующий спин кристалла будет прецессировать под углом ϑ уже около оси $[110]$, несколько "с"езжая" с энергетического горба, как показано на рис. 7.

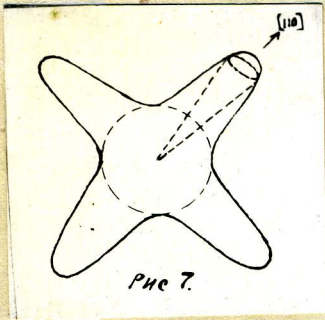


Рис. 7.

РИС. 7.

Для вычисления перейдем к новой системе координат с координатными осями $[110]$ $[1\bar{1}0]$ и $[001]$. Результирующий спин кристалла составит с новыми осями координат углы, косинусы которых пусть будут S'_1, S'_2, S'_3 .

Где

$$\left. \begin{aligned} S'_1 &= \cos \vartheta \\ S'_2 &= \sin \vartheta \cos \varphi \\ S'_3 &= \sin \vartheta \sin \varphi \end{aligned} \right\} /26/$$

при чем косинусы углов с тетрагональными осями будут

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S'_2 + S'_1) \\ S_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S'_2 - S'_1) \\ S_3 &= S'_3 \end{aligned} \right\} /27/$$

и для значения энергии получим

$$U_{110} = U_0 + 2k_0 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{4} S_1^4 + \frac{1}{4} S_2^4 - \frac{1}{2} S_1^2 S_2^2 + S_2^2 S_3^2 + S_1^2 S_3^2 \right) d\varphi \quad /28/$$

или, принимая во внимание /23/, /25/ и /26/ получим

$$k = 4k_0 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{4} \cos^4 \vartheta + \frac{1}{4} \cos^4 \varphi \sin^4 \vartheta - \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right) d\varphi \quad /29/$$

выполняя интегрирование и заменив $\cos \vartheta$ на $j = \frac{J_{001}}{J_{000}}$, получаем

$$\frac{k}{k_0} = \frac{1}{8} (35 j^4 - 30 j^2 + 3) \quad /30/$$

Это выражение полностью совпадает с 4-м. полиномом Лежандра

и таким образом мы можем написать

$$\frac{k}{k_0} = P_4 \left(\frac{J_{001}}{J_{000}} \right) \quad /31/$$

Для того, чтобы убедиться, что соотношение /31/ будет иметь место для разности двух любых состояний ферромагнетика,

возьмем состояния при намагничении вдоль осей [111] и [100]. Энергия при намагничении ферромагнетика при темп. T вдоль оси [100], как показано, выражается формулой /24/. Для вычисления энергии при намагничении вдоль оси [111], перейдем к системе координат с координатными осями [111], [110], [112]. Результирующий спин кристалла будет прецессировать под углом ϑ к оси [111], при чем косинусы углов S_1'', S_2'', S_3'' в новой системе координат должны так же удовлетворять условию

$$\begin{aligned} S_1'' &= \cos \vartheta \\ S_2'' &= \sin \vartheta \cos \varphi \\ S_3'' &= \sin \vartheta \sin \varphi \end{aligned} \quad /32/$$

а косинусы углов с тетрагональными осями выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}} S_1'' - \frac{1}{\sqrt{2}} S_2'' - \frac{1}{\sqrt{6}} S_3'' \\ S_2 &= \frac{1}{\sqrt{3}} S_1'' + \frac{1}{\sqrt{2}} S_2'' - \frac{1}{\sqrt{6}} S_3'' \\ S_3 &= \frac{1}{\sqrt{3}} S_1'' + \frac{2}{\sqrt{6}} S_3'' \end{aligned} \quad /33/$$

Производя подстановку /33/ в /22/ и применяя те же рассуждения что и в предыдущем случае, получим

$$\begin{aligned} K = \frac{3}{2} 2k_0 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} & \left(\frac{1}{3} S_1^4 + \frac{1}{4} S_2^4 + \frac{1}{4} S_3^4 - \frac{1}{2} S_2^2 S_3^2 - S_1^2 S_2^2 - S_1^2 S_3^2 - \frac{2}{\sqrt{18}} S_1 S_3^3 - \frac{8}{3\sqrt{12}} S_2 S_3^3 - \right. \\ & \left. - \frac{4}{3\sqrt{12}} S_1^2 S_2 S_3 + \frac{6}{\sqrt{18}} S_1 S_2^2 S_3 - \frac{16}{\sqrt{12 \cdot 18}} S_1 S_2 S_3^2 \right) d\varphi \end{aligned} \quad /34/$$

где S_1, S_2, S_3 удовлетворяют условию /25/. Производя интегрирование и принимая во внимание уравнение /15/, получим

$$\frac{K}{K_0} = P_4 \left(\frac{J_{00+}}{J_{000}} \right) \quad /35/$$

Таким образом мы видим, что

отношение константы анизотропии при заданной температуре к константе анизотропии при абсолютном нуле, выражается 4-м. полиномом ЛЕЖАНДРА от отношения интенсивности намагничения при заданной температуре к интенсивности намагничения при абсолютном нуле.

Из выражения
$$\frac{K}{K_0} = \frac{1}{8} \left[35 \frac{J_{00+}^4}{J_{000}^4} - 30 \frac{J_{00+}^2}{J_{000}^2} + 3 \right]$$

непосредственно вытекает, что

$$\frac{\Delta K}{K_0} = \frac{1}{8} \left\{ 140 \left(\frac{J_{\infty T}}{J_{\infty 0}} \right)^3 - 60 \left(\frac{J_{\infty T}}{J_{\infty 0}} \right) \right\} \frac{\Delta J_{\infty}}{J_{\infty 0}} \quad /36/$$

и если $J_{\infty T}$ близко к $J_{\infty 0}$, как это мы имеем в интервале низких температур, то

$$\frac{\Delta k}{K_0} = 10 \frac{\Delta J_{\infty}}{J_{\infty 0}} \quad /37/$$

мы пришли к выводу, что изменение константы анизотропии от температуры, в интервале низких температур, вдесятеро больше изменения интенсивности намагничения.

Благодаря функциональной связи константы анизотропии с интенсивностью намагничения при насыщении, мы можем по изменению константы анизотропии судить об изменении интенсивности намагничения. Воспользуемся вначале экспериментальным законом Вейсса

$$J_{\infty T} = J_{\infty 0} (1 - AT^2) \quad /38/$$

Если

$$\left. \begin{aligned} \Delta k &= K_0 - k \\ \text{и } \Delta J_{\infty} &= J_{\infty 0} - J_{\infty T} \end{aligned} \right\} \quad /39/$$

то, подставляя в /37/ и пользуясь соотношением /38/, получим

$$k = K_0 (1 - 10AT^2) \quad /40/$$

Теперь воспользуемся формулой Блоха. Полученное им соотношение

$$J_{\infty T} = J_{\infty 0} \left[1 - \left(\frac{T}{\theta} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad /41/$$

выведено для решетки, в виде централизованного куба, где каждый атом окружен 8-ю соседями, имеющими по одному магнитному электрону. Это для железа заведомо не верно, ибо на атом железа приходится примерно по 2 магнетона и это обстоятельство не может не сказаться на значении выражения /41/.

согласно Блоку

Мы будем предполагать, что в основном выражение /41/ правильно отображает зависимость $J_{\infty T}$ от температуры и введем только некоторый *поправочный* коэффициент, именно положим что

$$J_{\infty T} = J_{\infty 0} \left[1 - c \left(\frac{T}{\theta} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad /42/$$

и проводя те же рассуждения, что и выше, получим

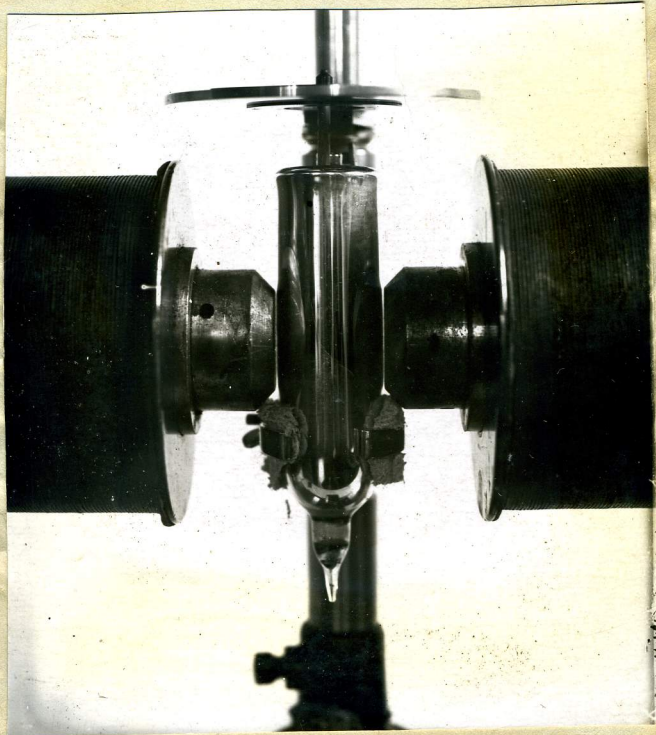
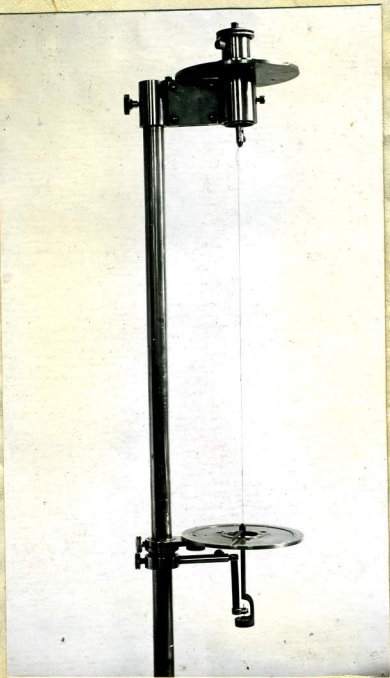
$$k = k_0 \left[1 - 10c \left(\frac{T}{\theta} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

/43/

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ.

Изменение константы анизотропии с изменением температуры, определялось с помощью структурного динамометра, описанного в статье Акулова и Брюхатова и представленного на рис. /8/ и

/9/



В деревянную чашечку ^a, могущую свободно вращаться вокруг вертикальной оси, вставлялся диск K из монокристалла железа, вырезанный в плоскости (100). Стержень чашечки l , прикреплялся к тонкой вольфрамовой нити, снабженной на обоих концах указателями b_1, b_2 . В верхнее дно чашечки вделан агатик в углубление которого упирается стальная игла c . Чашечка с монокристаллом помещалась в джар, который зажимался между полюсами электромаг-

I/. Н. Акулов и Н. Брюхатов - журн. Э. и Т. физики. Том 3. Вып I 1933 г.

и Annals de Physique Vol

1932

Суд

нити, как представлено на рис. 9. По нижнему указателю мы можем отсчитывать угол φ между направлением поля и направлением легкого намагничивания, по верхнему указателю - угол φ' закручивания нити. Если включить поле, то диск будет стремиться установиться так, чтобы ось легкого намагничивания совпала с направлением поля. Если затем закручивать нить, то вследствие вращения диска направление поля перестанет совпадать с направлением легкого намагничивания кристалла и согласно /16/ внутренняя энергия кристалла при закручивании на угол φ определится ур-нием

$$U = U_0 + \frac{k}{2} \sin^2 2\varphi \quad /44/$$

Так как, энергия в этом случае берется за счет закручивания нити, то-есть

$$U = M\varphi \quad /45/$$

Где M - механический момент, φ ^{закручивания} - угол ~~поворота~~. ~~из~~
из /45/ следует

$$M = \frac{dU}{d\varphi} \quad /46/$$

Подставляя U из /44/, получим:

$$M = k \sin 4\varphi \quad /47/$$

при $\varphi = \frac{\pi}{8}$, получим

$$M = k \quad /48/$$

т.е. константа анизотропии, численно равна механическому моменту закручивания нити, когда угол между направлением поля и тетрагональной осью равен $\frac{\pi}{8}$.

Таким образом определялись механические моменты при различных температурах, данные измерений представлены на табл. I.

Измерение первое.

T	φ	φ'	φ	φ'	φ	φ'	φ	φ'
90	11,5	181	22,5	270	31,5	231	41,5	72
188	"	163	"	250	"	215	"	69
208	"	168	"	245,5	"	207,5	"	65
290	"	151	"	226,5	"	191	"	60

Измерение второе.

T	φ	φ'	φ	φ'	φ	φ'	φ	φ'
90	11,5	182	22,5	270	31,5	231	41,5	72
188	"	165	"	250	"	214	"	70
208	"	162	"	245	"	209	"	67
290	"	150	"	225	"	189	"	61

Среднее.

T	φ	φ'	φ	φ'	φ	φ'	φ	φ'
90	11,5	181,5	22,5	270	31,5	231	41,5	72,5
188	"	164	"	250	"	214,5	"	69,5
208	"	165	"	245	"	208	"	66
290	"	150,5	"	226	"	190	"	60,5

ТАБЛИЦА I.

Таким образом константа анизотропии, выраженная в угле закручивания нити, при различных температурах, принимает следующие значения:

Абсолютная температура	Константа анизотропии
90	270
188	250
208	245
290	226

ТАБЛИЦА 2.

У. ПРОВЕРКА ТЕОРИИ.

Для проверки теории, воспользуемся соотношением

$$k = k_0 \left(\frac{J_{\infty r}}{J_{\infty 0}} \right)^{10}$$

/49/

это выражение, вследствие его простоты более удобно.

Из соотношения /49/ следует, что

$$k_1 = k_0 \left(\frac{J_{\infty r_1}}{J_{\infty 0}} \right)^{10}$$

$$k_2 = k_0 \left(\frac{J_{\infty r_2}}{J_{\infty 0}} \right)^{10}$$

или, поделив второе на первое, получим

$$\frac{k_2}{k_1} = \left(\frac{J_{\infty r_2}}{J_{\infty r_1}} \right)^{10}$$

/50/

При проверке мы для отношений констант анизотропии будем пользоваться результатами таблицы 2-й., для отношений интенсивностей намагничивания данными Хонда, Масумото Кайя.

По данным этих авторов

Абсолют. Темпер.	Интенсивн. намагничивания.
90	1740
188	1727
208	1724
290	1706

ТАБЛ. 3.

При сравнении получаем:

T_1	T_2	$\frac{\kappa_2}{\kappa_1}$	$\left(\frac{J_{\infty T_2}}{J_{\infty T_1}}\right)^{10}$
90	188	0,926	0,928
"	208	0,907	0,913
"	290	0,839	0,821

ТАБЛИЦА 4.

Мы видим, что экспериментальные данные достаточно хорошо совпадают с теорией.

Теперь приступим к проверке экспериментального закона Вейсса. Выражение /40/ мы для удобства запишем так:

$$\kappa = \kappa_0 \left[1 - A' \left(\frac{T}{\theta} \right)^2 \right] \quad /51/$$

В нашем случае получим:

$$\kappa_1 = \kappa_0 \left[1 - A' \left(\frac{T_1}{\theta} \right)^2 \right]$$

$$\kappa_2 = \kappa_0 \left[1 - A' \left(\frac{T_2}{\theta} \right)^2 \right] \quad /51^I/$$

И так же, взяв отношение второго уравнения к первому и используя данные табл. 4-й, получим: ~~см. табл. 5.~~ см. табл. 5.

T_1	T_2	A'
90	188	2,92
"	208	2,50
"	290	2,27

ТАБЛ. 5.

Мы видим, что A' , а следовательно и A в экспериментальном законе Вейсса, не является фактически величиной постоянной, а стремится к убыванию. Мы можем следовательно заключить, что вторая степень высока, и экспериментальный закон Вейсса не отвечает

действительности.

Точно таким же путем может быть проверено выражение /43/.

Для этого случая находим: см. табл. 6.

T_1	T_2	C
90	188	0,139
"	208	0,140
"	290	0,128

ТАБЛ. 6.

Как видно, коэффициент C сохраняет в пределах ошибок опыта свое постоянное значение и таким образом мы можем прийти к выводу, что выражение /43/ правильно отображает действительность.

Если принять $C = 0,139$, то значения константы анизотропии

и интенсивности намагниченности при насыщении для заданных температур, примут вид:

$$J_{\infty T} = J_{\infty 0} \left[1 - 0,139 \left(\frac{T}{\theta} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

/52/

$$k = k_0 \left[1 - 10 \times 0,139 \left(\frac{T}{\theta} \right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

/53/

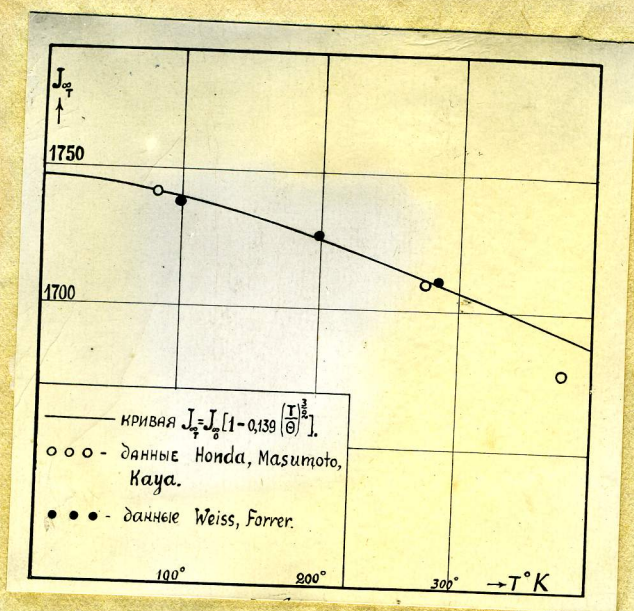
Применяя формулы /52/ и /53/, мы можем определить $J_{\infty 0}$ и k_0 , уже с помощью географической, а математической экстраполяции. Основываясь на экспериментальных данных Хонда, Масумото и Кайя для $J_{\infty 83} = 1741$ и на данных Акулова $k_{290} = 2,14 \times 10^5$, мы получим

$$J_{\infty 0} = 1746,5$$

$$k_0 = 2,69 \times 10^5$$

/54/

Построив кривые /52/ и /53/ при условии /54/, мы видим, что экспериментальные данные Хонда, Масумото и Кайя, а так же данные Вейсса и Феррера ^{I/} для интенсивности намагниченности, вполне удовлетворительно ложатся на кривую /рис. 10/.



Так же, проведя пересчет с данных таблицы 2-й. и по кривую /53/, мы получаем хорошее совпадение и для значений константы анизотропии, как показано на рис II/.

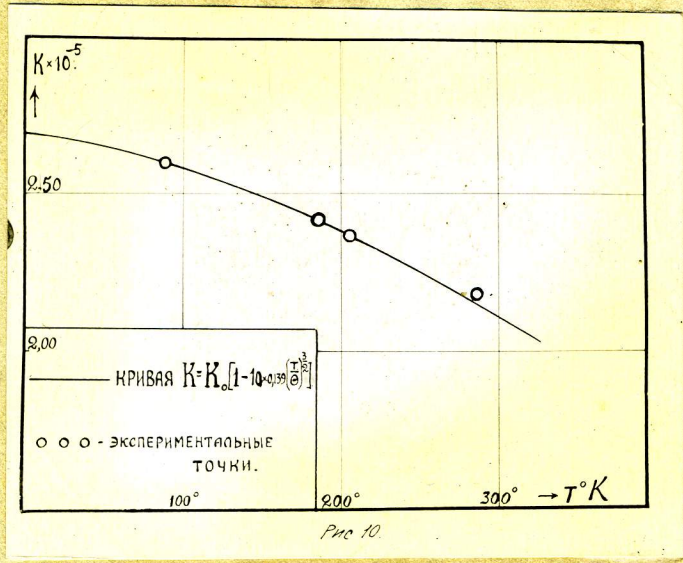


Рис 10.

РИС. II.

Построив затем кривую $k' = \frac{k}{k_0} = P_4(j)$ мы видим, что и здесь получается хорошее совпадение. /53/

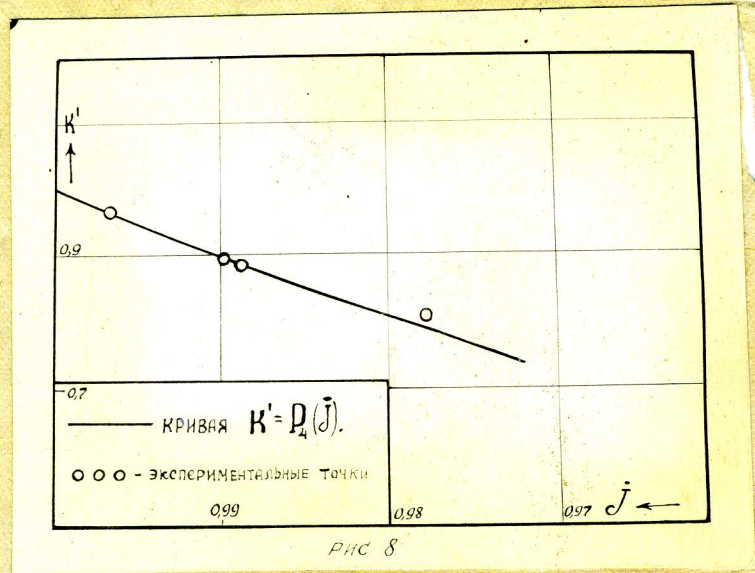


Рис 8

РИС. 12.

Наконец, пользуясь теорией кривой намагничивания Акуло