

Л. А. ШУБИНА

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ  
МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ  
КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА**

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 3 III 1947)

Согласно современной теории, во все основные параметры, определяющие кривую намагничивания ферромагнитных тел, входят константы кристаллографической магнитной анизотропии. Поэтому для дальнейшего развития теории существенно знать величины этих констант, а также их температурный ход.

Это важно также для выяснения механизма явлений, происходящих при специальных, так называемых термомагнитной и термомеханической, обработках ферромагнитных тел.

Нами определялся температурный ход первой и второй констант кристаллографической магнитной анизотропии в монокристаллах кремнистого железа (4% Si). Кристаллографическая ориентация образцов, помимо обычного рентгенографического способа, определялась и магнитным методом<sup>(1)</sup>. Измерения производились на двух образцах в форме дисков; данные приводятся в табл. 1.

Таблица 1

№ образца	Толщина в мм	Диаметр в мм	Угол между нормалью к диску и осями в градусах			Угол между заданным диаметром и осями		
			[100]	[010]	[001]	[100]	[010]	[001]
10	0,35	20	83	58	32	27	116	81
11	0,35	19	90	92	2	92	2	88

Как видно из таблицы, плоскость диска № 11 совпадает с одной из плоскостей грани куба (100). В плоскости образца № 10 не лежит ни одна из тетрагональных осей [100], являющихся осями легкого намагничивания.

С помощью вращательного магнетометра (см., например,<sup>(2)</sup>) определялась величина момента вращения, испытываемого монокристалльным диском, помещенным в однородное магнитное поле.

Изменение направления магнитного поля создавалось с помощью вращения магнита вокруг вертикальной оси, совпадающей с осью

вращения измерительной системы магнетометра. Таким образом, экспериментально определяемой величиной являлся момент вращения диска как функция азимута магнитного поля при разных силах магнитного поля как параметра. Такие кривые определялись в интервале температур от  $-195$  до  $+592^\circ\text{C}$  примерно через каждые  $100^\circ\text{C}$ .

Расчет констант магнитной анизотропии производился по формуле для момента вращения диска с любой кристаллографической ориентацией и с учетом двух констант. Эта формула имеет вид

$$T_k = k_1(A_1 \sin 2\theta + A_2 \sin 4\theta + B_1 \cos 2\theta + B_2 \cos 4\theta) + k_2(A_3 \sin 2\theta + A_4 \sin 4\theta + A_5 \sin 6\theta + B_3 \cos 2\theta + B_4 \cos 4\theta + B_5 \cos 6\theta). \quad (1)$$

Здесь  $T$  — момент вращения,  $A_i$  и  $B_i$  — константы, задаваемые кристаллографической ориентацией образца,  $\theta$  — азимут вектора намагниченности образца относительно некоторого произвольного диаметра,  $k_1$  и  $k_2$  — константы магнитной анизотропии. Такая формула, но с учетом лишь одной константы анизотропии, приводилась в литературе (3). Эта формула строго применима лишь при полном магнитном насыщении диска. Для ее применения к экспериментальным результатам требуется проэкстраполировать последние на бесконечную силу магнитного поля.

Для получения наиболее надежного способа экстраполяции было подробно разобрано поведение момента вращения в конечных полях. Математически до конца это проделано на монокристалле № 11, в котором  $k_2 = 0$  и формула для моментов в конечных полях имеет в первом приближении следующий вид (см., например, (4))

$$\theta_H = \arcsin\left(-\frac{T}{HJ_s}\right) + \frac{1}{4} \arcsin\left(-\frac{2T}{k}\right). \quad (2)$$

Здесь  $\theta_H$  — азимут поля относительно произвольного диаметра.

Анализ формулы (2) приводит к тому результату, что величина момента вращения, начиная с некоторой силы поля, должна перестать зависеть от поля, поэтому, начиная с некоторой силы поля, максимумы на кривых  $T(\theta_H)$  при разных силах магнитного поля должны обладать одинаковой высотой, и лишь положение максимума момента вращения зависит от силы поля:  $\theta_H = f(H)$ . Однако экспериментально как в нашей работе, так и в работах ряда других авторов (5) наблюдается, что величина максимального момента вращения возрастает с силой поля, стремясь к конечному значению. Как показали в своей работе Бозорт и Вильямс (6), такая зависимость максимального значения момента вращения от силы поля может быть объяснена, если учесть влияние размагничивающего поля, возникающего в образце. Нами были также экспериментально получены предсказываемые Вильямсом и Бозортом „горбы“ на кривых зависимости момента вращения от силы поля; кроме того, было показано, что в плоскости образца может возникнуть анизотропия размагничивающего поля, вызванная неидеальностью геометрической формы образца (наличие щербин у краев диска, неоднородность толщины и т. д.). Эта анизотропия может привести к добавочному моменту вращения, который вызывает некоторое расхождение между теоретической и экспериментальной кривыми. Для образца № 11 такой эффект был рассчитан теоретически (на основании имеющихся отклонений формы реального образца от идеального диска) и дает хорошее совпадение с экспериментальной кривой.

На основании учета всех перечисленных факторов производилась экстраполяция экспериментальных кривых для моментов вращения как функций азимута намагниченности (или поля) на бесконечную силу поля.

Из экстраполированных кривых по формуле (1) производится расчет первой и второй констант магнитной анизотропии  $k_1$  и  $k_2$  для температур от  $-195$  до  $+592^\circ\text{C}$ . Полученные результаты приводятся на рис. 1. Там же для иллюстрации приводится температурная зависимость намагниченности насыщения  $J_s$ . Расчет  $k_1$  и  $k_2$  производился с помощью способа наименьших квадратов. По разбросу точек видно, что точность определения  $k_2$  гораздо меньше, чем  $k_1$ , что, однако, не мешает сделать относительно температурного хода  $k_2$  определенные качественные заключения.

Мы видим, что  $k_1$  резко убывает с температурой, значительно быстрее, чем намагниченность насыщения  $J_s$ . Однако  $k_1$  подходит к нулю плавно, без тенденции к перемене знака.  $k_2$  совершенно ясно при температуре  $\sim 300^\circ\text{C}$  меняет знак и из положительной стано-

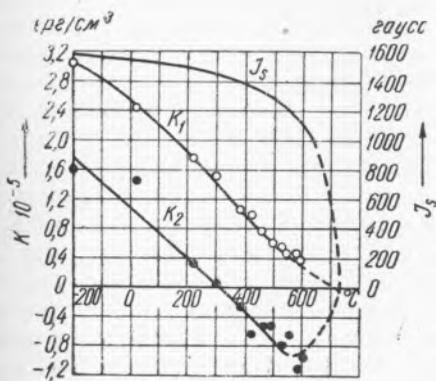


Рис. 1.

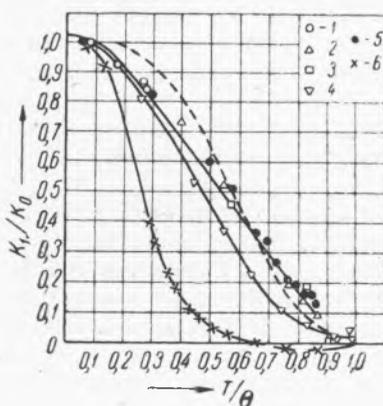


Рис. 2. 1 — Fe, Киренский; 2 — Fe, Титов; 3 — Fe, Пити; 4 — Fe, японские авторы; 5 — FeSi, Шубина; 6 — Ni, Брюхатов и Киренский; — — — теоретическая кривая Ван-Флека

вится отрицательной. Как теоретически показал Бозорт (7), при значении  $|k_2| = -\frac{9}{4} |k_1|$  следует ожидать изменения характера магнитной

анизотропии, т. е. изменения последовательности различных осей кристалла по легкости намагничивания. Прямым доказательством изменения характера анизотропии в нашем случае были бы кривые намагничивания, снятые с монокристалльного диска по разным направлениям при разных температурах. Такие опыты никем пока не производились. Однако на кривых, представляющих ход намагниченности в очень слабых полях при различных температурах (Я. С. Шур и В. И. Дрожжин), наблюдается, помимо обычного гопкинсоновского максимума, еще небольшой максимум при  $\sim 400^\circ\text{C}$ , т. е. в той области температур, где осуществляется равенство  $|k_2| \sim -\frac{9}{4} |k_1|$ . Возможно, что причину этого необъясненного пока максимума следует искать в изменении характера анизотропии.

Температурная зависимость  $k_1$  кремнистого железа такая же, как температурная зависимость  $k_1$  для железа, но резко отличается от хода кривой  $k_1(T)$  для никеля. На рис. 2 приводятся эксперименталь-

ные данные для этих материалов, полученные различными авторами. Там же пунктиром приводится теоретическая кривая Фан-Флека<sup>(8)</sup>, полученная им для кристаллов кубической симметрии с помощью квантово-механической теории кристаллографической магнитной анизотропии.

Сравнения для  $k_2$  не приводим из-за отсутствия достаточно надежных данных.

Институт физики металлов  
Уральского филиала  
Академии Наук СССР

Поступило  
3 III 1947

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> H. Müssman und H. Schlechtweg, Ann. Phys., **32**, 290 (1938). <sup>2</sup> H. T. Williams, Rev. Sci. Inst., **8**, 56 (1937). <sup>3</sup> L. P. Tarasov and F. Bitter, Phys. Rev., **52**, 353 (1937); H. Schlechtweg, Ann. Phys., **27**, 573 (1936). <sup>4</sup> Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, 1939. <sup>5</sup> L. P. Tarasov, Phys. Rev., **56**, 1224 (1939); H. Schlechtweg, Ann. Phys., **27**, 573 (1936). <sup>6</sup> R. M. Bozorth and H. J. Williams, Phys. Rev., **59**, 827 (1941). <sup>7</sup> R. M. Bozorth, Phys. Rev., **50**, 1076 (1936). <sup>8</sup> J. H. Van Vleck, Phys. Rev., **52**, 1173 (1937).