Доклады Академии Наук СССР
1949. Том LXVI, № 1

ФИЗИКА

Дайствительный член АН БССР Н. С. АКУЛОВ и Н. З. МИРЯСОВ

ЗАКОН ПРИБЛИЖЕНИЯ К НАСЫЩЕНИЮ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ НИКЕЛЕ

В 1931 г. одним из нас ([1]) путем введения в рассмотрение процесса вращения и парапроцесса впервые было показано, что в поликристаллических ферромагнетиках кубической симметрии, свободных от внутренних напряжений, дифференциальная восприимчивость в области приближения к насыщению подчиняется закону:

$$\frac{dI}{dH} = \chi_p + \frac{B}{H^3}, \tag{1}$$

$$B = 0{,}152\,\frac{K_1^2}{I_s}, \tag{2}$$

где K_1 — первая константа энергии магнитной анизотропии кристалла, χ_p — восприимчивость парапроцесса.

Формулы (1) и (2) дают возможность по данным измерений dI/dH в сильных полях определять абсолютную величину K_1, являющейся одной из важных характеристик ферромагнетиков. Опыт показывает ([2], [3]), что формула (1) оправдывается в достаточно широкой области полей и абсолютные значения K_1 для железа и никеля, рассчитанные по формуле (2), хорошо согласуются с данными измерений на монокристаллах.

Из приведенного расчета ([1]) вытекает, что правая часть формулы (1) представляет собой ряд, убывающий по степеням $1/H$, т. е. имеем:

$$\frac{dI}{dH} = \chi_p + \frac{B}{H^3} + \frac{C}{H^4} + \ldots \tag{3}$$

В 1932 г. Ганс ([4]), а позднее и другие авторы ([5]), применив метод Акулова, рассчитали коэффициент C при H^{-4}:

$$C = 0{,}115\,\frac{K_1^3}{I_s^2}. \tag{4}$$

До сих пор член CH^{-4} экспериментально никем не был обнаружен, так как его величина в области сильных полей весьма мала. Экспериментальное определение этого члена, несмотря на его относительную малость, представляет интерес, так как это дает возможность установить знак первой константы анизотропии K_1, который ранее определялся только из измерений на монокристаллах.

Как показывает опыт ([6], [7]), в никеле, наряду с членами χ_p и BH^{-3}, присутствует также член типа AH^{-2}, зависящий от величины остаточных внутренних напряжений. Попытка обосновать наличие этого члена была сделана Броуном ([8, 9]). Из расчетов Броуна, основанных на учете роли дислокаций, вытекает, что A пропорционально числу дислокаций, т. е. величине пластического сдвига. Однако проведенные исследования показывают, что даже продолжительный отжиг при высокой температуре не обращает величину A в нуль.

Следовательно, в общем случае имеем:

$$\frac{dI}{dH} = \chi_p + \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3} + \frac{C}{H^4} + \ldots \tag{5}$$

Формула Броуна не содержит в явном виде величины внутренних упругих напряжений σ, по ней нельзя определять средние значения σ. Следует отметить, что впервые метод определения внутренних упругих напряжений (диффузных) по закону приближения к насыщению был дан в теории Н. С. Акулова и Л. В. Киренского ([10]), которая приводит к следующему соотношению:

$$B = 0{,}152\,\frac{K_1^{\,2}}{I_s} + \frac{6}{25 I_s}\,(2\lambda_{100}^{\,2} + 3\lambda_{111}^{\,2})\,\sigma^2\,, \tag{6}$$

где λ_{100} и λ_{111} — магнетострикция насыщения, соответственно, вдоль направлений [100] и [111]. При $\sigma = 0$ имеем для B формулу (2).

В данной работе путем высокотемпературного отжига исследуемого образца остаточные напряжения были практически устранены, следовательно, для определения величины K_1 мы могли пользоваться формулой (2).

Материалом для исследования был взят электролитический никель, переплавленный в индукционной печи в вакууме. Образец был изготовлен в виде эллипсоида с размагничивающим фактором $N = 0{,}255$. Эллипсоид был отожжен в вакууме при 1000° С в течение 6 час. с последующим медленным охлаждением с печью. Для измерения dI/dH мы пользовались дифференциальной схемой и соленоидом, конструкция которого в свое время была предложена Н. С. Акуловым. Особенность этой намагничивающей катушки заключается в том, что витки с эмалевой изоляцией наматываются на небольшом расстоянии друг от друга и через зазоры между витками и слоями пропускается мощный поток охлаждающей жидкости. Охлаждение осуществляется применением специального резервуара-холодильника и помпы. Такая система позволяет избежать нагревания соленоида при пропускании через него токов большой силы и иметь хорошую стабильность полей, что очень важно при измерениях дифференциальной восприимчивости в сильных полях.

Нами был измерен ход дифференциальной восприимчивости χ при $T = 17°$ С в интервале полей от 230 до 1500 эрстед. Результаты измерений показывают, что ход $\chi = f(1/H)$ хорошо описывается формулой (5).

При комнатной температуре в полях около 1000 эрстед и выше в формуле (5) доминирующую роль играют первые два члена, а третьим членом CH^{-4} можно пренебречь. Например, уже при $H = 750$ эрстед третий член меньше второго в 10 раз, а при бо́льших полях он будет еще меньше. Следовательно, для наибольших полей мы можем воспользоваться формулой:

$$\chi = \chi_p + \frac{A}{H^2} + \frac{B}{H^3}\,,$$

или, что то же самое,

$$(\chi - \chi_p)\,H^3 = AH + B\,. \tag{7}$$

Откладывая по оси ординат значения левой части (7), найденные из измерений, а по оси абсцисс — соответствующие значения H, мы получили прямую *1* (рис. 1). По тангенсу угла ее наклона определяем коэффициент A, который в данном случае равен 275.

Зная теперь значения A и $\chi_p = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$, можно легко проверить справедливость формулы (5) во всем интервале полей. Перепишем ее в виде:

$$[(\chi - \chi_p) H^2 - A] H^2 = BH + C. \tag{8}$$

Откладывая по оси ординат значения левой части (8), известные нам по данным измерений, а по оси абсцисс — значения поля H, в соответствии с формулой (8) мы получили прямую *2* (рис. 1).

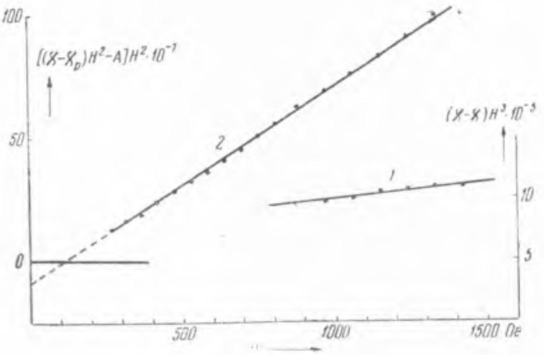

Рис. 1

Весьма существенным является тот факт, что эта прямая отсекает на оси ординат отрицательный отрезок, представляющий собой коэффициент C. Это значит, что на поликристаллическом никеле впервые экспериментально установлено не только присутствие члена CH^{-4} в

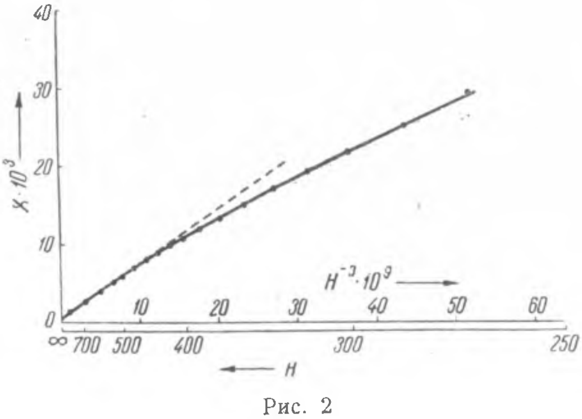

Рис. 2

законе приближения к насыщению, но также определен его знак, т. е. определен знак первой константы анизотропии, который, в соответствии с данными, полученными на монокристаллах никеля, отрицателен.

Значение B, определенное как тангенс угла наклона прямой *2*, равно $0{,}79 \cdot 10^6$. По формуле (2) при $I_s = 500$ находим, что $K_1 = 5{,}09 \cdot 10^4$ эрг/см^3. Этот результат весьма хорошо согласуется с данными, полученными Н. Л. Брюхатовым и Л. В. Киренским [11] на монокристалле никеля.

До сих пор абсолютную величину K_1 определяли без учета члена CH^{-4} по наклону прямолинейной части кривой зависимости χ от $1/H^3$. Это приводило к заниженным значениям K_1 (так как $C < 0$). На рис. 2 приводится кривая зависимости χ от $1/H^3$. Определив K_1 по наклону „прямолинейной" части этой кривой (как это делали другие авторы), мы получили для нее величину $4{,}8 \cdot 10^4$ эрг/см^3, что на 6% меньше найденной выше. Это расхождение должно увеличиваться при переходе к низким температурам, где K_1 для никеля сильно повышается, а вместе с ней сильно возрастает и коэффициент C, содержащий K_1^3. Следовательно, при определении K_1 по закону приближения к насыщению, особенно при низких температурах, необходимо учитывать член CH^{-4} или пользоваться гораздо более сильными полями, где можно пренебречь этим членом по сравнению с BH^{-3}.

Научно-исследовательский институт физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
11 III 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. С. Акулов, Z. f. Phys., **69**, 822 (1931). [2] E. Czerlinsky, Ann. d. Phys., **13**, 80 (1932). [3] Н. С. Акулов и Н. М. Пузей, Изв. АН СССР, **11**, 5 (1932). [4] R. Gans, Ann. d. Phys., 15 (1932). [5] R. Becker u. W. Döring, Ferromagnetismus, Berlin, 1939. [6] H. Polley, Ann. d. Phys., **36**, 625 (1939). [7] R. Becker u. H. Polley, ibid., **37**, 534 (1940). [8] W. F. Brown, Phys. Rev., **58**, 736 (1940). [9] W. F. Brown, ibid., **60**, 139 (1941). [10] Н. С. Акулов и Л. В. Киренский, ЖТФ, **9**, 1145 (1939). [11] Н. Л. Брюхатов и Л. В. Киренский, ЖЭТФ, **8**,198 (1938).