Доклады Академии наук СССР
1955. Том 103, № 5

ФИЗИКА

В. А. ФАБРИКОВ

ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПАРАФИНО-ФЕРРИТОВЫХ СМЕСЯХ

(Представлено академиком Г. В. Курдюмовым 21 III 1955)

1. На частоте 2200—3000 Мгц в продольном подмагничивающем поле 0—1500 эрст. мы наблюдали на шайбах из смеси ферритовых порошков с парафином аномальное вращение поляризации волны в сторону, противоположную той, в которую вращают при этих условиях ферритовые шайбы. Величина этого вращения и вносимая эллиптичность (отношение малой оси эллипса поляризации к большой) зависят не только от размеров шайбы и величины подмагничивающего поля, но и от частоты и концентрации порошков в смеси.

Эллиптичность увеличивается при: а) приближении к частоте 3000 Мгц; б) увеличении концентрации порошка феррита в смеси; в) увеличении подмагничивающего поля до определенного значения, за которым эллиптичность падает. Максимальное вращение наблюдается при определенном значении подмагничивающего поля, зависящем от частоты, и при удалении от частоты 3000 Мгц сначала возрастает (до 2300 Мгц), затем начинает уменьшаться.

Приведем характерные данные. Для шайбы диаметром 80 мм и толщиной 45 мм, состоящей из 70 % по объему парафина, 14 % рутила, подмешиваемого для увеличения ε-смеси, и 16 % Ni—Zn-феррита, при частоте 3000 Мгц и поле 500—1500 эрст. эллиптичность волны на выходе близка к единице. На 2500 Мгц при тех же полях эллиптичность равна 0,6—0,7, а максимальное вращение $\pm 25°$ наблюдается при $H = \pm 1300$ эрст. На 2180 Мгц при $H = \pm 1100$ эрст. имеет место максимальное вращение $\pm 21°$ и эллиптичность 0,07; при $H = \pm 400$ эрст. эллиптичность составляет 0,16 и вращение $\pm 11°$.

Сплошная шайба из никель-цинкового феррита при этих условиях дает нормальное вращение в правую (а не в левую, как парафино-ферритовая) сторону вокруг подмагничивающего поля. Шайба, слабо спрессованная из порошка Ni—Zn-феррита, при 3000 Мгц дает вращение в правую, а при 2200 Мгц — в левую сторону.

Зависимость вращения от толщины шайбы, как и следовало ожидать, резко нелинейна. С увеличением толщины шайбы вращение в некоторых случаях уменьшалось вдвое.

Отрицательное вращение наблюдалось нами также на смесях парафина с порошками магнетита и титан-магнетита. Интересен факт, что сплошная титан-магнетитовая шайба в этом диапазоне частот и подмагничивающих полей не дает заметного поворота поляризации и изменения эллиптичности проходящей через нее волны.

2. Замеры производились на установке, описанной в литературе (1). Эллиптичность определялась по методике, аналогичной применяемой

для определения коэффициента бегущей волны в линии, так как формулы, связывающие эти величины с распределением поля в функции угловой координаты в одном случае и координаты z в другом, как нетрудно убедиться, одинаковы. В расчетах удобно пользоваться коэффициентом поляризации волны на выходе, представляющим отношение комплексных амплитуд циркулярно поляризованных волн правого и левого вращения на выходе шайбы и аналогичным коэффициенту отражения на входе.

3. Приведенные экспериментальные результаты можно объяснить на основе теории тензора магнитной проницаемости ферримагнетиков Вангснесса ([2]) и теории Радо ([3]), ван-Триера ([4]), дающей для гиромагнитной проницаемости ненасыщенного образца с круговой симметрией выражение

$$\mu_r = \langle \mu_r' \rangle \frac{M}{M_0}, \qquad (1)$$

где M и M_0 — соответственно, намагниченность образца в целом и намагниченность насыщения; μ_r' — гиромагнитная проницаемость небольшого участка образца, в пределах которого можно считать намагниченность достигшей насыщения, а эффективное внутреннее поле постоянным; $\langle\ \rangle$ — знак усреднения по объему образца.

Исходя из схемы двух магнитных подрешеток, спаренных антиферромагнитно ([5]), Вангснесс дал выражение для составляющих тензора магнитной проницаемости насыщенного феррита. Вдали от особой точки, для которой $M_0 = M_1 + M_2 = 0$, выражение для гиромагнитной проницаемости можно привести к виду

$$\mu_r' = \frac{\omega\left\{(\gamma_1 M_1 + \gamma_2 M_2)\omega^2 - (\lambda M_0 \gamma_1 \gamma_2)^2\left(\frac{M_1}{\gamma_1} + \frac{M_2}{\gamma_2}\right) + \varphi\right\}}{(\omega_0^2 - \omega^2) f}, \qquad (2)$$

где λ — коэффициент молекулярного поля взаимодействия между подрешетками; ω_0 — резонансная частота, которую можно представить в виде $\gamma_{эф} H_{эф}$; $\gamma_{эф}$ — эффективное гиромагнитное отношение, принимающее большое значение для состояния с малым суммарным механическим моментом подрешеток $S = \frac{M_1}{\gamma_1} + \frac{M_2}{\gamma_2}$; $H_{эф}$ — эффективное внутреннее поле, определяемое полями магнитным и анизотропии; f — некоторая функция, равная $-(\lambda\gamma_1\gamma_2 S)^2$ при большом значении S и $\omega^2 - \omega_0^2$ при малом; φ — некоторая функция полей анизотропии. Индексы 1 и 2 относятся к разным подрешеткам.

При не очень малом S второе слагаемое в числителе (2) много больше двух других и μ_r' совпадает с соответствующим выражением Полдера ([6]) для ферромагнетика, если заменить в последнем γ на $\gamma_{эф}' = M_0/S = M_1 + M_2 / \frac{M_1}{\gamma_1} + \frac{M_2}{\gamma_2}$. Более подробный анализ показывает, что поле анизотропии входит в состав суммарного эффективного внутреннего поля ферримагнетика с множителем $\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2}$. Если учесть, что M_1 и M_2 имеют разные знаки, станет ясно увеличение роли полей анизотропии в ферримагнетиках по сравнению с ферромагнетиками.

Очевидно, что изменение полей анизотропии может привести к изменению величины и знака μ_r, причем наибольший эффект полей анизотропии должен наблюдаться вблизи состояния с $S = 0$, где $\gamma_{эф}$ велико.

Факт отсутствия вращения и эллиптичности на сплошной шайбе из титан-магнетита можно объяснить, предположив, что титан-магне-

тит находится в состоянии с малым S. В этом случае все три слагаемых в числителе (2) соизмеримы и μ'_r может обратиться в нуль.

Изменение эффективных внутренних полей ферритов при их размельчении согласуется с теорией магнитных свойств порошковых ферромагнетиков Кондорского ([7]).

На специальном магнито-жестком материале отрицательное вращение наблюдалось Белджером ([8]), подтвердившим справедливость для этого случая обычной теории тензора магнитной проницаемости насыщенного ферромагнитного материала ([9]).

В заключение выражаю глубокую благодарность К. М. Поливанову за участие в выполнении работы и обсуждении ее результатов.

Московский энергетический институт
им. В. М. Молотова

Поступило
19 II 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] К. М. Поливанов, Я. Н. Колли, М. Б. Хасина, Изв. АН СССР, сер. физ., **18**, 4 (1954) [2] R. K. Wangsness, Phys. Rev., **91**, 1085 (1953); **93**, 68 (1954); **95**, 339 (1954). [3] G. J. Rado, Phys. Rev., **89**, 529 (1953) [4] A. A. Th. M. van Trier, Appl. Sci. Res., Sect. B, **3**, No. 4—5 (1953). [5] L. Neel, Ann. Phys., **3**, 137 (1948). [6] D. Polder, Phil. Mag., **40**, 99 (1949). [7] Е. И. Кондорский, ДАН, **70**, 215 (1950). [8] H. G. Beljers, Phil. Res. Rep., **9**, No. 2 (1954). [9] C. L. Hogan, Bell Syst. Techn. J., **31**, 1 (1952).