

Действительный член АН БССР Н. С. АКУЛОВ и Г. С. КРИНЧИК

О ВИХРЕВЫХ МИКРОТОКАХ ПРИ СМЕЩЕНИИ ГРАНИЦ МЕЖДУ ДОМЕНАМИ

Согласно современным представлениям ⁽¹⁾ домены должны образовывать замкнутые магнитные потоки, идущие в слабых полях вдоль направлений легкого намагничивания. Такого рода домены представлены схематически на рис. 1а. При наложении внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси *z*, границы доменов сместятся так, что между областями с замкнутым магнитным потоком возникают слои (*сл*), параллельные внешнему полю — эти слои ответственны за результирующее макроскопическое намагничение образца (рис. 1б). Рассмотрим сперва простейший случай, когда слои (*сл*) идут параллельно граням испытуемой пластины и образуют ряд плоско-параллельных слоев толщиной $2x$ с расстоянием l между ними. В случае слабых постоянных полей ширина слоя будет тем больше, чем больше напряженность поля H , т. е. $x = A^{-1}H$, где $A = \text{const}$. Умножая $2x$ на I_s , где I_s — намагниченность насыщения, и деля на l , мы найдем среднюю интенсивность намагничивания испытуемого образца $I = \frac{2I_s}{lA}H$. Таким образом,

$$A = \frac{8\pi I_s}{\mu_0 l}, \tag{1}$$

ибо отношение $4\pi I/H$ практически равно начальной проницаемости μ_0 при $\mu_0 \gg 1$. Если поле является переменным: $H = H_0 e^{i2\pi f t}$, величина x также будет меняться с частотой, вследствие чего появятся микро-токи, которые будут создавать противодействующее поле H_n в районе n -го слоя. Вследствие сдвига фаз между x и H величина A будет комплексной, и мы сможем определить по формуле (1) соответствующую комплексную магнитную проницаемость, т. е. не только μ , но и ρ' . Обозначим число слоев d/l через $2k$. Пронумеровав слои слева направо от 1 до $2k$, рассмотрим какой-либо из них с номером $n \leq k$. Так как $dx/dt \neq 0$, в плоско-параллельном контуре, охватывающем этот слой (см. рис. 2), наводится эдс $E = 8\pi I_s c^{-1} dx_n/dt$. Электрическое сопротивление контура, составленного последовательно из части образца толщиной nl , находящейся слева от n -го слоя, и части образца толщиной $(2k - n)l$, находящейся справа от него, равно $\frac{1}{\gamma nl} + \frac{1}{\gamma(2k-n)l}$ *. Деля эдс на это сопротивление, получим силу тока, который течет в частях образца, охватывающих n -й слой:

$$j_n = -\frac{8\pi I_s}{c} l \gamma \left(n - \frac{n^2}{2k} \right) \frac{dx_n}{dt}. \tag{2}$$

Для учета взаимодействия границ рассмотрим, как m -й слой дей-

* Сопротивления замыкающих участков контура можно пренебречь, ибо $d \ll 1$.

ствуется на n -й. Создающийся при смещении m -го слоя ток j_m , который можно подсчитать по формуле (2), течет в частях I, II и III образца. Суммируя эти частные токи, мы видим, что если рассматриваемый слой находится справа от n -го, то сумма равна $2 \frac{n}{m} j_m$, если слева, то $2 \frac{2k-n}{2k-m} j_m$. Умножая значение силы тока на $2\pi c^{-1}$, мы получим

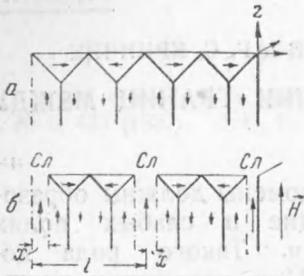


Рис. 1

величину противодействующего поля, созданного m -м слоем в плоскости слоя с номером n : H_{nm} . Общее противодействующее поле в плоскости n -го слоя будет равно:

$$H_n = \sum_{m=1}^{2k} H_{nm} = -\frac{32\pi^2 I_s \gamma l}{c^2} \left[\sum_{m=1}^{n-1} m \left(1 - \frac{n}{2k}\right) \frac{dx_m}{dt} + \sum_{m=n}^{2k} n \left(1 - \frac{m}{2k}\right) \frac{dx_m}{dt} \right]. \quad (3)$$

Решая задачу методом последовательных приближений для слабого скин-эффекта мы получаем для $k \gg 1$:

$$H_n = -\frac{32\pi^2 I_s \gamma l}{c^2} n \left(k - \frac{n}{2}\right) \frac{dx_n}{dt}. \text{ Полагая}$$

$$\frac{32\pi^2 I_s \gamma l}{c^2} n \left(k - \frac{n}{2}\right) = C_n, \quad (4)$$

мы находим формулу

$$H_n = -C_n \frac{dx_n}{dt}, \quad (5)$$

где n изменяется от 1 до k ; слои пронумерованы от граней к центру. Учитывая, что на внешнее поле налагается поле H_n , получаем:

$$A x_n = H - C_n \frac{dx_n}{dt}.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$x_n = \frac{H_0 e^{i2\pi f t}}{A} \frac{1}{1 + i f / f_{0n}}, \quad (6)$$

где $f_{0n} = A / 2\pi C_n$ — критическая частота. Для центральной плоскости листа получаем

$$f_{0k} = \frac{c^2}{\pi^2 \mu_0 \gamma d^2}. \quad (7)$$

Умножая левую и правую части равенства (6) на $8\pi I_s / l H$, получим выражение для комплексной проницаемости n -го слоя:

$$\mu'_n = \frac{\mu_0}{1 + (f/f_{0n})^2} - i \frac{\mu_0 f / f_{0n}}{1 + (f/f_{0n})^2} = \mu_n - i \rho'_n. \quad (8)$$

Поглощение энергии в ферромагнетике, как известно (2), дается формулой

$$\omega = \frac{1}{4} \rho'_n f H_0^2 \text{ эрг/см}^3 \text{ сек.} \quad (9)$$

Определяя из (8) ρ'_n и усредняя его по n при условии слабого

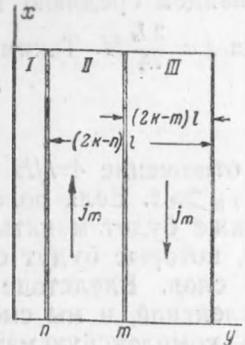


Рис. 2

скин-эффекта, т. е. при $f \ll f_{0k}$, имеем $\rho' = \frac{2}{3} \frac{\pi^2}{c^2} \gamma \mu_0 d^2 f$. Тогда формула (6) дает: $\omega = \frac{\pi^2 \gamma}{6 c^2} d^2 f^2 B_0^2$ эрг/см³ сек, что совпадает с известной формулой для потерь мощности на вихревые токи (2). Рассчитывая аналогично среднее значение действительной части проницаемости μ_n , мы получаем:

$$\mu = \mu_0 \left(1 - \frac{8}{15} \frac{\pi^4}{c^4} \gamma^2 \mu_0^2 f^2 d^4 \right).$$

Такая же формула получена В. К. Аркадьевым (2) для случая обычного слабого скин-эффекта путем феноменологического анализа на основе уравнений Максвелла (см. также (3-5)).

Когда глубина проникновения магнитного поля становится сравнимой с толщиной домена, значения сумм в выражении (3) стремятся в пределе к dx/dt , и мы для оценки критической частоты в этом случае можем взять противодействующее поле $H = - \frac{32\pi^2 I_s \gamma l}{c^2} \frac{dx}{dt}$,

отсюда $C = \frac{32\pi^2 I_s \gamma l}{c^2}$, а критическая частота

$$f_0^{(l)} = \frac{A}{2\pi C} = \frac{c^2}{8\pi^2 \gamma \mu_0 l^2}. \quad (10)$$

Эта критическая частота указывает область исчезновения ферромагнитных свойств образца при увеличении частоты. На приведенном К. М. Поливановым графике проницаемость заметно убывает при $f_0 \sim 10^8$ гц (3), что совпадает со значением, подсчитанным по формуле (10) для принятых К. М. Поливановым (3) значений: $\mu_0 = 100$; $l = 10^{-4}$ см и $c^2/\gamma = 10^4$.

Рассмотренная выше система согласования вихревых токов, соответствующая обычному скин-эффекту, не является единственной. То, что другие типы такого согласования возможны, показывает следующий пример. Пусть мы имеем слой, идущий параллельно плоскости yz на расстоянии l от одной грани, который сначала меняя свое

Таблица 1

Автор и материал	μ_0	d_{mm}	$\gamma \cdot 10^4$ CGSm	f_0 в гц	
				эксп.	теор.
Железо					
армко Гойтаникова	168	0,19	0,77	26000	26400
Хермана (карбонильн.)	2096	0,3	1,0	1020	1030
Сноека	1450	0,152	0,98	3100	3000
Пермаллой					
Велецкой и Гойтаникова	6550	0,165	0,472	1100	1250
Скотта	5100	0,34	1,77	254	215
Пильщикова	3850	0,28	0,42	2300	1500
В	2446	—	—	1200	—
С	6447	—	—	600	—
Железо					
Лаврентьева (свежепрокален.)	250	4,0	0,8	0,2	0,2
Хермана (карбонильн.)	2096	0,3	1,0	0,25	0,26
Рихтера (карбонильн.)	790	0,1	1,0	22	20

направление на 90°, идет параллельно плоскости yz , а затем снова параллельно плоскости xy . Наличие поперечного участка слоя, не сказываясь в статическом режиме на величине намагничивания образца, в динамическом режиме обуславливает изменение магнитного потока, появление добавочных (аномальных) потерь на вихревые токи, а также падение проницаемости, которые не могут быть получены из обычного

феноменологического рассмотрения. Поле H' , противодействующее смещению поперечных границ, будет также пропорционально dx/dt . Итак, аналогично (5):

$$H' = -C' \frac{dx}{dt}. \quad (11)$$

Величина C' будет, однако, отлична от C_b , так как согласование и ход вихревых токов, возникающих от смещения соседних границ, будут теперь иными, а потому зависимость C' от d будет иной, чем для основных границ. Что же касается параметров, не зависящих от геометрии, то характер зависимости C' от них будет тем же, что и прежде. Поэтому мы можем записать формулу для критических частот в общем виде:

$$f_0^{(i)} = \frac{c^2}{\gamma \mu_0} \varphi(d). \quad (12)$$

Применение этой формулы к обширному экспериментальному материалу, касающемуся аномальных типов вихревых потерь, отмеченных в начале статьи, дало хорошее совпадение с опытом при $\varphi(d) = b/d$ (табл. 1), причем для области частот $10^2 - 10^5$ гц $b = 6,5$ (первые шесть частот), а для области $10^{-1} - 10^2$ гц $b = 1,6 \cdot 10^{-3}$. Экспериментальные данные взяты из обзорной статьи В. К. Аркадьева (4), за исключением данных Скотта и Сноека, взятых из (6).

Таким образом, полученные нами на основе анализа смещения границ между доменами формулы для скин-эффекта при предельном переходе к сильному скин-эффекту объясняют эффект спадания магнитной проницаемости в высоких частотах (эффект Аркадьева). С другой стороны, в случае низких частот эти формулы дают объяснение обычного скин-эффекта. Кроме того, *те же формулы позволяют установить существование эффекта аномальных вихревых потерь, который обусловлен особыми типами согласования смещающихся границ доменов.*

Из формулы (6) вытекает также, что всякое изменение физического состояния ферромагнетика, пропорциональное смещению границ между доменами, определяется общим соотношением

$$\alpha_f = \alpha_0 e^{i2\pi f t} \frac{1}{1 + i f / f_0^{(i)}}. \quad (13)$$

Эта формула для случаев, когда α_f есть магнитная проницаемость, как частный случай приводит, как мы видели, к формуле Аркадьева для комплексной магнитной проницаемости. Для случаев, когда α_f есть удлинение под действием пульсирующего магнитного поля, (13) дает зависимость магнитоstriction от частоты пульсаций (с малой амплитудой). Для случая, когда α_f есть механострикция или ΔE -эффект, (13) дает зависимость модуля упругости E от частоты. Мнимая часть $\alpha_f = 1/E$ дает декремент затухания, деленный на πE_0^* . Если α_f есть прирост намагничивания под действием упругих напряжений, (13) дает частотную зависимость этого прироста и соответствующие потери. Таким образом соотношения (12) и (13) связывают различные магнетомеханические эффекты в динамическом и статическом режимах.

Поступило
25 VII 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. С. Акулов, Ферромагнетизм, 1939; Изв. АН СССР, сер. физ., **11**, 471 (1947).
² В. К. Аркадьев, Электромагнитные процессы в металлах, ч. II, 1936. ³ Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, М.—Л., 1946. ⁴ В. К. Аркадьев, ДАН, **2**, 204 (1935). ⁵ R. Becker, Phys. Zs., **39**, 856 (1938). ⁶ Я. Сноек, Исследования в области новых ферромагнитных материалов, 1949, стр. 67.

* Доложено на общемосковской конференции научно-студенческих обществ в апреле 1950 г.