

Как известно, $\bar{H}$ определяется выражением

$$\bar{H}_0 = - \frac{d\varphi_1}{d\bar{u}} \quad (3)$$

Поле трения $\bar{H}_{\text{тр}}$ найдем, приравнявая работу этого поля энергии $d\varphi_2$, рассеиваемой системой:

$$\bar{H}_{\text{тр}} d\bar{u} = - d\varphi_2 \quad (4)$$

Разделим (4) на $\frac{d\bar{u}}{dt}$

$$\bar{H}_{\text{тр}} \dot{\bar{u}} = - \frac{d\varphi_2}{dt} = - \underline{\rho} \quad (5)$$

где $\underline{\rho}$ — мощность потерь. Мощность потерь, будучи скалярной величиной, является квадратичной формой от производных $\ddot{u}$ различного порядка по времени

$$\underline{\rho} = \underline{\alpha} \dot{\ddot{u}}^2 + \underline{\beta} \ddot{\ddot{u}}^2 + \dots \quad (6)$$

К потерям, пропорциональным $\dot{\ddot{u}}^2$, относятся джоулевы потери ($\underline{\rho} \sim \frac{E^2}{\rho} \sim \dot{\ddot{u}}^2$), потери на внутреннее трение и другие. К потерям, пропорциональным $\ddot{\ddot{u}}^2$, относится в частности магнитно-дипольное излучение ($\underline{\rho} = \frac{2}{3c^3} \ddot{\ddot{u}}^2$). Из (5) и (6), ограничиваясь выписанными членами, получим

$$\bar{H}_{\text{тр}} = - \underline{\alpha} \dot{\ddot{u}} + \underline{\beta} \ddot{\ddot{u}} \quad (7)$$

Инерционное поле $\bar{H}_{\text{ин}}$ определим, приравнявая работу этого поля изменению кинетической энергии системы φ_3

$$\bar{H}_{\text{ин}} d\bar{u} = - d\varphi_3 \quad (8)$$

Кинетическая энергия движущегося магнитного момента состоит из энергии электрического поля $\varphi_E \sim E^2 \sim \dot{\ddot{u}}^2$, кинетической энергии вращающегося магнитного поля $\varphi_H = \frac{1}{2} J_H \bar{\omega}^2 \sin^2 \vartheta$, кинетической энергии вращения электронов $\varphi_e = \frac{1}{2} J_e \bar{\omega}^2 \sin^2 \vartheta$, энергии магнитного поля и энергии колебаний решетки, возбужденных посредством магнитострикционной связи. Здесь J_H —

экваториальный момент инерции, обусловленный наличием магнитного поля, созданного магнитным моментом $\bar{\mu}$, т.е. момент инерции относительно оси, перпендикулярной $\bar{\mu}$, J_e - экваториальный момент инерции собственно, "магнитных" электронов, ω - угловая скорость прецессии в данный момент, ϑ - угол между $\bar{\mu}$ и $\bar{\omega}$. В общем виде кинетическую энергию можно записать

$$\varphi_3 = \frac{1}{2} \eta \dot{\bar{\mu}}^2 \quad (9)$$

В качестве примера мы определим здесь φ_H и φ_E

Экваториальный момент инерции J_H в принципе может быть определен для однородно намагниченного тела любой формы

$$J_H = \int_V \underline{z}^2 dm = \int_V \underline{z}^2 \frac{H^2}{8\pi \bar{c}^2} dV, \quad (10)$$

где $\underline{z}$ - расстояние элемента объема dV от мгновенной оси вращения, а интегрирование ведется по всему пространству. Так для однородного намагниченного шара радиуса $\underline{z}_0$ с магнитным моментом μ , согласно (10), имеем

$$J_H = \frac{4}{5} \frac{\mu^2}{\bar{c}^2 \underline{z}_0} \quad (11)$$

соответственно $\varphi_H = \frac{2}{5} \frac{\mu^2}{\bar{c}^2 \underline{z}_0} \bar{\omega}^2 \sin^2 \vartheta$.

Энергию электрического поля вне тела с линейными размерами $\underline{z}_0$ приблизительно можно записать

$$\varphi_E = \int_V \frac{E^2}{8\pi} dV = \frac{\dot{\bar{\mu}}^2}{8\pi \bar{c}^2} \int_V \sin^2 \vartheta \frac{1}{R^4} dV = \frac{1}{3} \frac{\dot{\bar{\mu}}^2}{\bar{c}^2 \underline{z}_0} \quad (12)$$

Величина J_e пренебрежимо мала.

Разделим (8) на $\frac{d\bar{\mu}}{dt}$

$$\bar{H}_{ин} \dot{\bar{\mu}} = - \frac{d\varphi_3}{dt} = - \eta \dot{\bar{\mu}} \ddot{\bar{\mu}} \quad (13)$$

Мы здесь ограничились случаем, когда η не зависит от ориентации $\bar{\mu}$.

Направление инерционного поля следует выбрать антипараллельным $\ddot{\mu}$. Тогда из (13)

$$\bar{H}_{ин} = -\eta \ddot{\mu} \quad (13')$$

Таким образом, получаем уравнение движения

$$\ddot{\mu} = -\gamma [\bar{\mu}, \bar{H}_0 - \alpha \ddot{\mu} + \beta \ddot{\mu} - \eta \ddot{\mu}] \quad (14)$$

Удобно пользоваться уравнением (14), отнесенным к единице объема данного тела. Разделив (14) на объем тела V , получим

$$\ddot{\mu}_0 = -\gamma [\bar{\mu}_0, \bar{H}_0 - \alpha V \ddot{\mu}_0 + \beta V \ddot{\mu}_0 - \eta V \ddot{\mu}_0] \quad (15)$$

Как видно из (14), член $\alpha \ddot{\mu}$ соответствует диссипативному члену в форме Гильберта [2]. Диссипативный член уравнения Ландау и Лифшица [1], введенный без учета формы потерь, при больших потерях приводит к нефизичным следствиям.

Диссипативный и инерционный члены в виде

$$\frac{2}{3c^3} \gamma [\bar{\mu} \ddot{\mu}] , \quad \frac{4\gamma\gamma_m}{3\pi c^3} [\bar{\mu} \ddot{\mu}] \quad (16)$$

(где $\gamma_m \approx \frac{\bar{c}}{z_0}$ - некоторая граничная частота, z_0 - характеристический размер тела) были получены Гинзбургом [3]. Как видно, коэффициент при диссипативном члене в (16) соответствует учету в (6) магнито-дипольного излучения.

Учет в инерционном поле полученных здесь φ_n и φ_e дает выражение коэффициента при инерционном члене, совпадающее с (16) с точностью до множителя порядка $\frac{1}{2}$ ^{единицы}.

Коэффициенты α, β, η в общем случае являются функциями размеров и формы тела, электрических, упругих и других свойств тела, и кроме того могут зависеть от скорости изменения μ и начальных условий.

2) Влияние членов, введенных Гинзбургом, на сдвиг резонансной частоты и ширину линии резонанса; рассматривалось Файном [5], Скроцким и Кокиным [6].

Импульсное перемагничивание ТФП и тонких ферритовых пластинок.

Решим уравнение (I4) для этого случая и обсудим возможность экспериментального определения различных параметров уравнения.

Пусть ТФП или тонкая ферритовая пластинка обладает одно - осной анизотропией: поле анизотропии в плоскости пленки $H_a = \frac{2K}{M_0} \cos \varphi = n_1 \cos \varphi$, где K - константа анизотропии, M_0 - намагниченность. Возьмем сферическую систему координат так, что пластинка лежит в плоскости экватора ($\bar{x}, \bar{y}$).

Внешнее поле H_e и ось легкого намагничивания имеют азимут $\varphi = \pi$, $H_e \ll 4\pi M_0$. Кроме того в плоскости ($\bar{x}, \bar{y}$) имеется еще поле $H_{\bar{y}} \ll H_e$ с азимутом $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Размагничивающие факторы $N_{\bar{x}} = N_{\bar{y}} \approx 0$, $N_{\bar{z}} = 4\pi$, так что размагничивающее поле $H_{\bar{z}} = -N_{\bar{z}} M_{0\bar{z}} = -4\pi M_0 \cos \vartheta = -n \cos \vartheta$, где ϑ - полярный угол. Введем обозначения $\alpha M = a$, $\beta M = b$, $\eta M = c$.

Уравнение (I4) в общем случае можно решить только численными способами. В нашем случае его можно упростить и с некоторым приближением получить общее решение. Зная, что благодаря большому размагничивающему полю $H_{\bar{z}}$ вектор $\bar{M}$ (при $H_e \ll 4\pi M_0$) в процессе движения не отклоняется далеко от плоскости ($\bar{x}, \bar{y}$), будем считать, что угол ϑ мало отличается от $\frac{\pi}{2}$, $\vartheta \ll \varphi$ (в процессе перехода угол φ изменяется примерно на величину π , а угол ϑ - на $2-3^\circ$), мгновенная ось вращения практически совпадает с осью $\bar{z}$, радиус кривизны годографа $\bar{M}$ равен M .

При этом $[\bar{M}, \ddot{M}] = [\bar{M}, -\frac{\ddot{M}^2}{\dot{M}^2} \dot{M}]^3$, а 3)

$$[\bar{M}, \eta \ddot{M}] = [\bar{M}, \eta \ddot{M}_t] = [\bar{M}, \eta \frac{\ddot{M}_t}{\dot{M}} \dot{M}] = [\bar{M}, \frac{\dot{\varphi}_1}{\dot{M}^2} \dot{M}]$$

Тогда, разделив (14) на $\dot{M}$, получим

$$\dot{\bar{m}} = \gamma [\bar{H}_0 \bar{m}] + [\bar{m} \dot{\bar{m}}] (a + b \frac{\ddot{M}^2}{\dot{M}^2} + c \frac{\ddot{M}_t}{\dot{M}}), \quad (17)$$

где $\bar{m} = \frac{\ddot{M}}{\dot{M}}$. Преобразуем (17) в два скалярных уравнения

$$\sin \vartheta \dot{\varphi} = -\gamma (\bar{\varphi} \cdot \bar{H}_0) + \dot{\varphi} \varphi \quad \dot{\vartheta} = \gamma (\bar{\varphi} \cdot \bar{H}_0) - \dot{\vartheta} \sin \vartheta \varphi, \quad (18)$$

где $\bar{\varphi}$, $\bar{\vartheta}$ и $\bar{m}$ — орты, образующие правую тройку, причем направлен по меридиану в сторону увеличения ϑ , φ — выражение, стоящее в уравнении (17) в круглых скобках.

Обозначим $\vartheta = \frac{\pi}{2} + \beta$, $\beta \ll 1$, $\sin \vartheta \approx 1$, $\cos \vartheta = -\beta$, $\dot{\vartheta} = \dot{\beta}$. Тогда (18) запишется так:

$$\dot{\varphi} = -\gamma (\bar{\varphi} \cdot \bar{H}_0) + \dot{\beta} \varphi \quad \dot{\beta} = \gamma (\bar{\varphi} \cdot \bar{H}_0) - \dot{\beta} \varphi \quad (19)$$

$$(\bar{\varphi} \cdot \bar{H}_0) = -\beta (-H_e \cos \varphi + n_1 \cos^2 \varphi + n + H_y \sin \varphi) = -\beta B \quad (20)$$

$$(\bar{\vartheta} \cdot \bar{H}_0) = H_e \sin \varphi - n_1 \sin \varphi \cos \varphi + H_y \cos \varphi = A$$

Подставляя (20) в (19), получим

$$\dot{\varphi} = \gamma \beta B + \dot{\beta} \varphi \quad \dot{\beta} = \gamma A - \dot{\beta} \varphi \quad (21)$$

Отсюда

$$\dot{\varphi} + \frac{\beta}{\varphi} = \frac{\gamma A}{\varphi} \quad (22)$$

3) Это равенство вообще имеет смысл усредненного по времени (см. [П], стр. 245), в случае же плоского движения оно становится тождеством.

При $\frac{\beta}{\varphi} \ll \varphi$ уравнение (22) будет таким

$$\varphi = \frac{\gamma A}{\varphi} \quad (23)$$

Как видно, уравнение (23) будет тем точнее, чем больше φ . В области углов φ , близких к $\frac{\pi}{2}$, где значение φ наибольшее, $\alpha \beta \approx 0$, уравнение (23) можно считать точным.

Пренебрегая членами с $\ddot{\varphi}$ и $\ddot{\varphi}$ и считая мгновенный радиус кривизны равным M , получим

$$\varphi = a + b \frac{\dot{\varphi}^3 - \ddot{\varphi}}{\dot{\varphi}} + c \frac{\ddot{\varphi}}{\dot{\varphi}} \quad (24)$$

Таким образом, уравнение (23) с учетом (20) и (24) будет иметь вид:

$$-b \ddot{\varphi} + c \ddot{\varphi} + b \dot{\varphi}^3 + a \dot{\varphi} = \gamma (H_e \sin \varphi - n_1 \sin \varphi \cos \varphi + H_y \cos \varphi). \quad (25)$$

Решение этого уравнения $\varphi(t)$ дает вид функций $\mu_x(t)$ и $\mu_y(t)$. Имея экспериментально определенные указанные функции, можно найти соответствующие коэффициенты уравнения (25). Метод, использующий срезные витки, дает вид $\mu_x(t)$ и $\mu_y(t)$. При обработке результатов удобнее оперировать непосредственно $\mu_x(t)$ и $\mu_y(t)$, а не их производными. Поэтому желательны методы, использующие магнитооптические эффекты, пропорциональные составляющим магнитного момента в плоскости пластинки.

Обычно в уравнении движения ограничиваются диссипативным членом $\alpha \dot{M}$. В этом случае α можно определить по длительности τ импульса $\mu_x(t)$ пользуясь, например, формулой (10) работы [7]. Очевидно, что найденная таким образом величина $\alpha_{эфф}$ не является действительной константой при диссипативном члене $\alpha \dot{M}$ уравнения движения, поскольку динамика процесса и соответственно длительность τ являются результатом влияния всех диссипативных и инерционных членов. Кроме того, следует помнить, что сами α, β, γ могут существенно зависеть от $\dot{M}$.

Динамические свойства пленок принято характеризовать кривой $\frac{1}{c} = f(H_e)$. Следует отметить, что наклон этой кривой с увеличением H_e должен уменьшаться. Если не касаться чисто технических причин (влияния конечной длительности фронта перемещающего импульса), то это определяется, во-первых, наличием второй и третьей производных $\ddot{M}$ в уравнении движения, во-вторых, тем, что при увеличении H_e меняется характер движения $\ddot{M}$. Магнитный момент все больше отклоняется от плоскости пленки, а при $H_e > 4\pi M_0$ получает циклическую частоту. Величина φ , а следовательно и $\frac{1}{c}$, при этом увеличивается медленнее, чем H_e .

Обрабатывать экспериментально полученную функцию $\varphi(t)$, используя уравнение (25), имеет смысл, если выполнялось условие "жесткости" $\ddot{M}$: перед началом перемагничивания пленка или пластинка была намагничена однородно, а величина H_e, H_y и крутизна фронта нарастания были такими, что процесс поворота магнитного момента не осложнился образованием зародышей и движением их границ [4]. (Анализ такого смешанного процесса был бы сложен). В то же время H_e должно быть много меньше $4\pi M_0$, чтобы движение $\ddot{M}$ было достаточно плоским, тогда справедливо уравнение (25). Если пленка поликристалл, то определенная величина H_y необходима еще и по причине, рассмотренной в [8-9].

Комбинируя уравнения (21), можно получить $\dot{\beta}(1 - \varphi^2) = \gamma A - \gamma \beta B \varphi$.

В момент, когда $\dot{\beta} = 0$,

$$\beta_{\max} = \frac{A}{B \varphi} \quad (26)$$

Подставляя в (26) выражения (20) и (24) и учитывая, что в выражении (20) для B можно пренебречь всеми членами по сравнению с n , получим

$$\beta_{\max} = \frac{H_e \sin \varphi - n, \sin \varphi \cos \varphi + H_y \cos \varphi}{4\pi M_0 (a + b \frac{\varphi^3 - \ddot{\varphi}}{\varphi} + \bar{c} \frac{\ddot{\varphi}}{\varphi})}, \quad (27)$$

где значения $\varphi, \dot{\varphi}, \ddot{\varphi}, \ddot{\varphi}$ относятся к указанному моменту времени. Если экспериментально можно определить β , то уравнение (27) может быть использовано для определения параметров уравнения в комбинации с методом, дающим значение функции $\varphi(t)$ и ее производных. Если еще предположить, что моменты, когда $\beta(t)$ и $\varphi(t)$ имеют максимальные значения, достаточно близки (при небольшом c и $H_e \gg H_y$, это будет в районе $\varphi = \frac{\pi}{2}$), то уравнение (27) упростится

$$\beta_{\max} = \frac{H_e}{4\pi M_0 (a + b\dot{\varphi}^2)} \quad (28)$$

По уравнению (27) или (28) можно оценить возможную величину

$$\beta_{\max}. \text{ При } H_e = 10^3, M_0 = 10^3 \text{ э.с.}, (a + b\dot{\varphi}^2) \sim 2 \cdot 10^{-2},$$

$$\beta_{\max} \approx 1,1^\circ, \text{ а } M_0 = 20 \text{ э.с.} \quad \text{Такая величина}$$

может быть измерена с помощью полярного эффекта Керра. Если коэффициенты a, b и c медленно меняются со скоростью, то анализируя данные экспериментов с помощью уравнений (25), (27), (28), можно в отдельности вычислить каждый из них.

Определение диссипативных членов при переманчивании вращающимся полем

Некоторые сведения о динамических свойствах можно получить, переманчивая ТФП или тонкую ферритовую пластинку вращающимся полем

$$H_{ex} = H_e \cos \omega t, \quad H_{ey} = H_e \sin \omega t.$$

Если пленка изотропна, то, когда состояние стабилизируется, магнитный момент $\vec{M}$ следует за полем с некоторым отставанием $\Delta \varphi$, обусловленным действием поля трения. Применяя уравнение (19) для этого случая и имея в виду, что $\beta = \dot{\beta} = \ddot{\beta} = 0$,

получим

$$\dot{\varphi} = \frac{\gamma H_e \sin \Delta \varphi}{a + b\dot{\varphi}^2} \quad (29)$$

Отсюда

$$\Delta \varphi = \arcsin \left[\frac{1}{\gamma H_e} \omega (a + b\omega^2) \right], \quad (30)$$

