

нием вертикальных и горизонтальных линий Блоха, а также др. неоднородностей (подробнее см. в ст. *Доменной стенки динамика*). Малые размеры доменов и структурных элементов ДГ (блоховских линий) в сочетании с их высокими подвижностями позволяют использовать эти объекты в устройствах записи информации высокой плотности (ЦМД-устройства и устройства на вертикальных блоховских линиях).

Важная роль Ф. д. и ДС связана также с тем, что наличие неоднородного магн. состояния существенно сказывается на ряде физ. явлений, в числе к-рых распространение и поглощение упругих и спиновых волн, ферромагнитный резонанс, *Мёссбауэра эффект*, электропроводность и др.; кроме того, наличие ДС влияет на процессы *намагничивания* и определяет генезис формирования таких практически важных характеристик ферромагнетиков, как эл.-магн. потери, *намагниченность остаточная*, *коэрцитивная сила* и др.

Лит.: Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983; Филиппов Б. Н., Танкеев А. П., Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой, М., 1987; Зайкова В. А., Старцева И. Г., Филиппов Б. Н., Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей, М., 1992. Б. Н. Филиппов.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии *ферромагнетиком*, один из видов электронного *магнитного резонанса* в твёрдом теле. От *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР) Ф. р. отличается тем, что поглощение энергии при Ф. р. на много порядков сильнее и условие резонанса (связь между резонансной частотой перем. поля и величиной пост. магн. поля) существенно зависит от формы образцов. Эти отличия вызваны тем, что Ф. р. является коллективным эффектом: элементарные магн. моменты ферромагнетика сильно связаны и поглощение энергии происходит в результате взаимодействия перем. поля с суммарными магн. моментами макроскопич. объёмов вещества. Поэтому описание Ф. р. возможно в рамках классич. макроскопич. теории. Термин «Ф. р.» иногда распространяют и на магн. резонанс в ферримагнетиках, поскольку теория Ф. р. применима к одному из типов колебаний намагниченности в ферримагнетиках. Однако резонанс в ферримагнетиках имеет ряд особенностей (см. *Ферримагнитный резонанс*). Однородные колебания намагниченности, происходящие при Ф. р., могут рассматриваться как предельный случай элементарных возбуждений магн. системы ферромагнетика — *спиновых волн* при волновом числе $k \rightarrow 0$.

Ф. р. предсказал в 1912 В. К. Аркадьев исходя из классических, а в 1923 Я. Г. Дорфман исходя из квантовых соображений. В 1935 Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц получили ур-ние движения намагниченности, являющееся основой классич. теории Ф. р. Важный вклад в эту теорию внёс Ч. Киттель (С. Kittel, 1948), выяснивший влияние на условие Ф. р. формы образца и магн. анизотропии. Экспериментально Ф. р. в металлах обнаружил Дж. Гриффитс (J. H. K. Griffiths, 1946), в ферритах — У. Хьюитт (W. H. Hewitt, 1949). Установки (спектрометры) для эксперим. исследования Ф. р. включают в себя генератор СВЧ, резонатор или волновод с исследуемым образцом, детектор с системой индикации и магн. систему. Они принципиально не отличаются от спектрометров ЭПР. Но при исследовании Ф. р., в отличие от ЭПР, обычно не требуется (кроме случая тонких плёнок или проволок) высокой чувствительности, а возникает проблема правильного перехода от непосредственно измеряемых коэф. прохождения или отражения к компонентам тензора динамич. магн. восприимчивости (см. *Магнитная проницаемость*).

Динамическая магнитная восприимчивость. Ур-ние движения намагниченности M ферромагнетика (Ландау — Лифшица ур-ние) имеет вид:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma [MH_{\text{эф}}] + R, \quad (1)$$

где t — время; $\gamma = |e|g/2mc \approx g\mu_B$ — *магнитомеханическое отношение* (e — заряд электрона, m — его масса покоя, c — скорость света, g — фактор спектроскопического расщепления, μ_B — магнетон Бора); $H_{\text{эф}}$ — эфф. поле; R — диссипативн. член, учитывающий потери энергии. Если намагниченность обусловлена только спиновыми моментами электронов, то $g = 2,0023$ и $\gamma = 1,7609 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Эффективное поле

$$H_{\text{эф}} = -\frac{\partial F}{\partial M} + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial F}{\partial (\partial M / \partial x_j)} \right], \quad (2)$$

где x_j — декартовы координаты ($j = 1, 2, 3$); F — плотность свободной энергии (в дальнейшем будем называть её энергией), включающая магн. энергию (во внеш. поле и внутреннюю) и энергии взаимодействия магн. подсистемы ферромагнетика со всеми др. подсистемами. Классич. теория Ф. р. основывается на решении ур-ния (1) совместно с ур-ниями классич. электродинамики с учётом граничных условий на всех поверхностях раздела сред, входящих в рассматриваемую систему.

Динамич. магн. восприимчивость ферромагнетика может быть найдена в результате решения ур-ния (1) при заданных постоянном H_0 и переменном h магн. полях в каждой точке; при этом в учёте ур-ний электродинамики и граничных условий нет необходимости. Сделаем следующие допущения: 1) намагниченность однородна; тогда в правой части ур-ния (2) нужно принимать во внимание только первый член; 2) ферромагнетик изотропный и непроводящий, *магнитоупругое взаимодействие* не учитывается; тогда в F входят только магн. энергия $-M(H_0 + h_z)$ и обменная энергия, к-рую при однородной намагниченности можно записать в виде $F_{\text{обм}} = -(1/2)\Lambda M^2$, где Λ — константа обменного взаимодействия; эфф. поле обменного взаимодействия в ур-ние (1) не войдёт и, т. о., $H_{\text{эф}} = H_0 + h_z$; 3) потери энергии не учитываются, т. е. $R = 0$; 4) рассматривается случай малых амплитуд, т. е. $h_z \ll H_0$, $m_z \ll M_0$, где M_0 — постоянная, m_z — переменная составляющие M .

Решая ур-ние (1) при этих допущениях методом последоват. приближений, в нулевом приближении по малым величинам h_z/H_0 и m_z/M_0 получим $[M_0 H_0] = 0$ (в общем случае было бы $[M_0 H_{\text{эф}0}] = 0$). В первом приближении, принимая гармонич. зависимость от времени ($h_z = h \exp i\omega t$, $m_z = m \exp i\omega t$), получим линейаризов. ур-ние движения для комплексных амплитуд h и m , решение к-рого имеет вид $m = \chi h$, где χ — тензор динамич. магн. восприимчивости:

$$\chi = \begin{vmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; \quad (3)$$

здесь

$$\chi = \frac{\gamma M_0 \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

а $\omega_H = \gamma H_0$. Как видно из выражений (3) и (4), тензор χ обладает антисимметричными недиагональными компонентами $i\chi_a$ и $-i\chi_a$ и характеризуется резонансной зависимостью всех компонент от частоты и пост. поля (рис. 1). Первое свойство приводит к ряду т. н. невзаимных эффектов в системах, содержащих намагниченные ферромагн. образцы, в частности к *Фарадея эффекту*, а второе свойство обуславливает Ф. р.

Для учёта потерь энергии следует решать ур-ние (1) с диссипативным членом R ; он записывается обычно в одной из следующих форм: в форме, первоначально предложенной Ландау и Лифшицем:

$$R = -\frac{\lambda}{M^2} [M [MH]],$$

в форме Гильберта:

$$R = \frac{\alpha}{M} \left[M \frac{\partial M}{\partial t} \right]$$