

超 高 頻 鉄 氧 体

A.Г. 古列維奇

科 学 出 版 社



73.175

73.175
155

超 高 頻 鉄 氧 体

A. Г. 古列維奇 著

李国栋 郑庆祺 张寿恭 合譯
翟清永 辛厚文

科 学 出 版 社

1963

73

Dt 40 / 18

А. Г. ГУРЕВИЧ

ФЕРРИТЫ НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Государственное Издательство
Физико-математической литературы
Москва 1960

內 容 簡 介

由于雷达、无线电中继通讯和射电天文中所应用的超高频技术的发展,需要采用新的磁性材料——铁磁性半导体或铁氧体。目前有許多物理学家、无线电技术家、工艺学家和化学家在进行着这些材料在超高频波段的科学研究工作和实际应用的工作。

但是,到目前为止,在科学文献中还没有总结在超高频铁氧体的研究和应用方面所积累的丰富的实验和理论材料的书籍。А. Г. 古列维奇的这本书部分地填补了这一空白。

本书分为三部份。第一部份讨论铁氧体在超高频波段弱场中的磁性。第二部份叙述含有张量参量的介质的电动力学问题。第三部份讨论了在大幅度的交变磁场中出现的铁磁性半导体的非线性过程。

本书可作为在无线电物理和无线电技术、固体物理学和磁性材料工艺学领域中的广大科学技术工作者参考之用,亦可供高年级大学生和研究生教学之用。

超 高 频 铁 氧 体

А. Г. 古列维奇 著

李国栋 郑庆祺 张寿恭 合译
翟清永 辛厚文

科学出版社出版 (北京朝阳门大街 117 号)

北京市书刊出版业营业许可出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经售

1963 年 4 月 第 一 版

书号: 2693 字数: 272,000

1963 年 4 月 第一次印刷

开本: 850 × 1168 1/32

(京) 0001—4,000

印张: 10 1/2

定价: 1.70 元

序

半导体在现代物理学和技术中起着日益增长的作用。除了那些具有较大的载流子自由程长度^[1]的半导体(例如锗和硅)以外,具有很小的自由程长度、因而电导率也很小的半导体也获得了广泛的应用。这些半导体中有许多是铁磁性的。

铁磁性半导体——铁氧体¹⁾[18—25]在技术和实验物理中有着很广泛的应用。铁氧体应用的最重要领域之一是超高频无线电技术。铁氧体的应用在这一技术领域前面揭示了新的远景,它可以解决一些在原则上或实际上用其他方法不能解决的问题。

阿尔卡捷夫(Аркадьев)远在1912年^[8, 21]就开始研究在迅变场中的铁磁体,这一工作在二十和三十年代中进行得很热烈。这些研究工作是对铁磁性金属进行的,并且基本上是在金属还可能实际应用的频段中进行的。同时,主要注意的是表面效应、涡流、即与金属的大电导率有关的现象。

在兰道(Ландау)和里弗西茨(Лифшиц)的工作^[66]中发展了不导电的铁磁性晶体的准经典理论。这一工作成了后来建立铁氧体在超高频波段所发生的过程的理论的基础。

非金属铁磁性物质的研究已经很久了。还在遥远的古代就知道了天然的铁的铁氧体——磁铁矿。人造的铁氧体最早是在1909年获得的^[39]。但是铁氧体的大力的研究仅仅是在四十年代才开始的。无线电技术的发展是这一研究的推动力。这时已要求要有比过去应用的薄片或细粉的金属材料在高频上更有效和生产上更简单的铁磁性材料。

1) 铁氧体从字面的狭义讲是指成分为 $MFesO_4$ (其中M为2价金属)的化合物。但是近来“铁氧体”一词越来越常用在广义上指铁磁性的半导体或电介质。本书亦将采用“铁氧体”的广义含义。

由于在荷兰(斯諾克(Snoek)^[143])、苏联(斯摩稜斯基(Смоленский)^[40, 41])和其他国家所进行的研究的结果,得到了具有很小的电导率和很好的、多种多样的磁性的铁氧体。它们在电技术和无线电技术的各种领域中、特别是在电视和电子计算机技术中,得到了广泛的应用。

我們都知道,在四十年代中还同时出现了超高频技术的蓬勃发展,这一技术已被用到无线电定位(雷达)、无线电中继通讯技术、射电天文、射电波谱学和其他技术及物理学领域中。超高频技术在四十年代末的发展把两个新的问题提上了日程。其中之一是建立在超高频波段上具有快速控制参量的系统。第二个问题是建立不满足互易原理的系统,即对于不同的能量传播方向具有显著不同特性的系统。

一般说来,这些问题可以用许多方法来解决:第一种方法是利用电子的和气体放电的仪器、铁电体;第二种方法是利用处于外磁场中的气体放电的等离子体和人造电介体。最后,这两个问题也可以利用铁磁性材料来解决。只有最后一种方法能够同时保证实际上无限期使用、高度的时效稳定性、令人满意的温度稳定性和利用不大的功率及不高的电压的外电源来控制超高频的大功率。

由于强烈的表面效应,在超高频波段应用铁磁性金属不是有效的。而具有小的电导率的铁磁性半导体——铁氧体却可以很有效地应用到这一波段。当有外加控制磁场存在时,就可以利用铁氧体来解决上述的两个问题。

这也正是大力地研究铁氧体在超高频波段的性质的推动力,在五十年代之初,这些研究在世界上各个科学先进的国家内都有了发展。

还在四十年代之末,为阿尔卡捷夫^[211],多尔弗曼(Дорфман)^[92]及兰道、里弗西茨^[66]从理论上所预见的、并稍早一些已在金属中发现^[22]的铁磁共振,也在铁氧体中发现了^[145]。基特耳(Kittel)^[74]和其他的学者对这种共振的理论在考虑样品的形状和更完全地考虑晶体各向异性方面作了改进。

1951年罗勃尔茨(Roberts)^[30]从实验上得到了坡耳德尔(Polder)^[75]在稍早一些时候所预见的铁氧体中的法拉第效应，这一效应在后来获得了广泛的实际应用。随后若干年中，又发现了空腔系统（带有铁氧体的波导和谐振腔）中一系列其他的有意思的效应。同时还研究了含有这些材料的系统的电动力学基础。

利用所发现的一些效应来创制超高频波段的铁氧体器件^[24, 25]受到了特别巨大的注意。在整个的超高频波段（从毫米波到分米波）和在这一波段用到的所有功率水平，都创制出了这些器件。这些器件可以完成上述的两个问题方面的各种作用。在第一个问题方面有开关、调幅器、调相器、自动调整幅度和相位参量的器件和控制发生器频率的器件。在第二个问题方面则有隔离器、双工器件和其他的非互易器件。

铁氧体器件已稳固地进入了超高频波段的技术装置的武库。不采用这些器件，则雷达、射电天文学、无线电中继通讯技术的现代成就都是不可能的。

所有上面提到的铁氧体器件在下述的意义上说来都可以称为线性器件，这就是铁氧体的参量、因而也是整个器件的参量对于超高频电磁场说来，在一级近似中都是线性的。但是，在磁化的铁氧体中也发现了一系列有很大的原则上的和实用的意义的非线性现象。例如，倍频和变频，以及参量振荡和放大都属于非线性现象。有理由推测，超高频铁氧体放大器同其他参量放大器一样，将具有低的噪声因数。

由于长期的探索工作的结果，已经创制出了大量的可供超高频波段各个部分使用的铁氧体器件。除了技术中广泛应用的多晶体材料以外，在制备具有很窄的共振曲线的单晶体方面也获得了显著的进展。这些单晶体在非线性的器件中得到了应用。

不过，要制造具有指定性质的材料的問題，仍然是铁氧体物理和技术中最复杂的問題。特别困难的是制造超高频的长波段（分米波）以及短的毫米波段用的材料。

这些问题的解决，与非线性过程的深入研究一样，只有在综合

了电动力学的(无线电技术的)研究方法和固体物理的方法的基础上才是可能的。另一方面,研究下面一些鉄氧体的問題:鉄氧体中化学鍵的本質、鉄氧体中除了与迅变場有关的一些現象以外的磁性本質,也可以得到对于固体物理学有普遍意义的結果。特别是鉄氧体中弛豫过程和非綫性現象的研究,更是研究自旋波与晶格的相互作用的有效方法。

鉄氧体在超高頻場中的性能問題引起了在无线电物理和固体物理領域中工作的广大工程師們和物理学家們的注意。虽然是这样,但到現在还没有一本透彻地講述这些問題的专著。本书便是企图在某种程度上填补这一空白。

本书分为三部分。第一部分討論鉄氧体在超高頻波段弱場中的磁性(在一般情形下,鉄氧体已被恆定的或变化相当緩慢的磁場所磁化)。

本书第二部分叙述含有张量参量的介質(已磁化的鉄磁性半导体也属于这一类)的电动力学問題。除了这些介質的电动力学的一般原理以外,还引入了对于超高頻技术有意义的若干現象的理論。书中研討了电磁波在含有鉄氧体的波导中的传播,以及含有鉄氧体样品的諧振空腔的性質。

介質的张量磁导率在本书第二部分中作为已知量(从本书第一部分中知道的)。这样把微觀和宏觀的問題分开来就大大地簡化了理論的构成。在大多数情形下,这一工作在含鉄氧体的系統中才是可能的,而对于鉄磁性金属就不相同,因为強烈的表面效应已不允許作这样的区分了。

本书第三部分討論了在大幅度的交变磁場中出現的鉄磁性半导体的非綫性过程。

本书并不是綜述性的书,尤其不是参考书。本书的任务是使讀者了解鉄氧体在超高頻場中发生的一些主要过程,給讀者在研究非常广泛的期刊文献和在这一領域从事实际工作时作准备。因为这个緣故,我們只限于研討一些数目不多的特征性的現象,而照例在进行所有的中間的計算的时候略去了其中的細節,我們認為

这样的做法是适当的。

本书采用高斯单位系統。

书末列举的文献目录决不自命为是完备无缺的。这里只给出了本书中引用到的一些工作以及其他的一系列工作，熟悉这一系列的工作对于我們在研究本书所討論的問題时是有益处的。

作者知道，要对超高频鉄氧体物理学这样一个新的和蓬勃发展着的物理学部門作透彻的讲述，这样的尝试是不可能沒有許多缺点的。作者深为感謝地接受一切的意見和要求。

作者感謝物理数学博士斯摩稜斯基、技术科学副博士尼科耳斯基和物理数学副博士皮耳希科夫，感謝他們参与了有关本书中一些問題的討論和提出了宝贵的意見。

目 录

序.....	v
--------	---

第一部分 铁氧体在弱超高频场中的磁性

第一章 各向同性的饱和磁化的铁氧体.....	1
§ 1. 磁化率张量。铁磁共振.....	1
§ 2. 未抵消的反铁磁体中的铁磁共振.....	11
§ 3. 自旋波.....	20
§ 4. 磁损耗。共振曲线的宽度.....	24
第二章 小椭球.....	33
§ 5. 磁化强度的一致进动.....	33
§ 6. 非一致进动类型.....	43
第三章 晶体各向异性的影响.....	52
§ 7. 单晶体中的铁磁共振.....	52
§ 8. 多晶铁氧体.....	64
第四章 磁畴结构的影响.....	76
§ 9. 对诸磁畴求平均(不考虑在边界上的退磁场).....	76
§ 10. 磁畴的磁相互作用.....	86
§ 11. 畴壁的振动.....	95

第二部分 在含有铁氧体的系统中的电磁振荡与波

第五章 具有张量参量介质的电动力学的基本原理.....	101
§ 12. 麦克斯韦方程式及边界条件.....	101
§ 13. 旋性介质的电动力学方程式.....	107
§ 14. 在恒磁场方向上随坐标简谐变化时的旋性介质.....	117
§ 15. 平方关系式。洛伦兹定理及烏莫夫-坡印廷定理的推广.....	121
第六章 微扰法.....	129
§ 16. 微扰的基本公式.....	129
§ 17. 内场的准静态近似.....	135

第七章 均匀平面波	141
§ 18. 无限旋性介质中的均匀平面波	141
§ 19. 纵向磁化介质中的平面波。法拉第效应	144
§ 20. 纵向磁化时分界面平面上波的反射和通过	151
§ 21. 横向磁化介质中的平面波	159
第八章 带有纵向磁化铁氧体的波导	166
§ 22. 任意截面的充满纵向磁化旋性介质的波导	166
§ 23. 充满铁氧体的圆波导	171
§ 24. 带有铁氧体杆的圆波导	177
第九章 带有横向磁化的铁氧体的矩形波导	186
§ 25. 充满横向磁化的铁氧体的波导	186
§ 26. 带有横向磁化铁氧体片的波导	192
§ 27. 带有一个片的波导	201
§ 28. 紧贴窄边放置铁氧体片的波导	213
第十章 带有铁氧体的谐振腔	219
§ 29. 含有张量参量介质的谐振腔的自由振荡	219
§ 30. 强迫振荡	225
§ 31. 带有铁氧体的谐振腔的计算	229

第三部分 非线性过程

第十一章 稳定的一致非线性过程	243
§ 32. 检波和倍频	243
§ 33. 变频	250
第十二章 发生器和放大器	258
§ 34. 铁氧体发生器	258
§ 35. 再生放大器	272
§ 36. 铁氧体行波放大器	278
第十三章 强交变场下损耗的非线性增长	285
§ 37. 非稳定性的临阈值	285
§ 38. 在比临阈値大的场下的稳定状态	295
参考文献	299
人名对照	323

第一部分 鉄氧体在弱超高頻場中的磁性

第一章 各向同性的飽和磁化的鉄氧体

§ 1. 磁化率张量, 鉄磁共振

在超高頻波段中, 鉄磁性半导体——鉄氧体是在这一波段的交变磁場和恆定(或变化相当緩慢)的磁場同时作用下应用的。如果交变磁場和交变磁化強度足够小, 那么, 在它們的分量的复振幅之間应当有綫性的关系:

$$\left. \begin{aligned} m_x &= \chi_{11}h_x + \chi_{12}h_y + \chi_{13}h_z, \\ m_y &= \chi_{21}h_x + \chi_{22}h_y + \chi_{23}h_z, \\ m_z &= \chi_{31}h_x + \chi_{32}h_y + \chi_{33}h_z. \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

这些关系式可以簡短地写成下面的形式:

$$\vec{m} = \vec{\chi} \vec{h}, \quad (1.1a)$$

其中 $\vec{\chi}$ 为物质相对于交变場的磁化率张量。这一张量的分量与交变場的頻率 ω 和恆定磁場 H_0 的大小有关。

在本书第一部分和第二部分中, 我們將考察的正是这一种情形——交变場足够小, 以致可以引用与交变場振幅无关的物质的磁化率 $\vec{\chi}$ 。

在第一章中, 我們將考察理想的、各向同性的(在沒有恆定磁場 H_0 时)不导电的鉄磁介質。对这种介質來說, 当 $H_0 = 0$ 时, 磁化率为标量。正如我們將見到的, 加上磁場 H_0 会使 $\vec{\chi}$ 变为张量。这一张量的第一个特点是它的不对称性, 正是这种不对称性才有可能实现不满足互易原則的超高頻器件。

磁化的鉄磁体的磁化率张量的第二个特点是鉄磁共振。鉄磁

共振可归结为张量 χ 的某些分量与 ω 和 H_0 的关系遵从共振定律。在一定的 ω (如果 $H_0 = \text{常数}$) 或 H_0 (如果 $\omega = \text{常数}$) 的情形下, 这些分量的虚数部分为最大值, 这相应于物质中的磁损耗为最大值。同时还产生这些分量的实数部分的频散。

理论的任务首先是要解释铁磁体磁化率张量的这些特点。

从量子力学的观点出发, 可以很简单地解释铁磁共振现象。如所周知, 铁磁性是由处于原子或离子的“未充满”的 $3d$ 壳层或 $4f$ 壳层中的电子的未抵消的自旋磁矩所决定的^[7]。由于这些电子间的交换作用^[5], 所有电子的自旋矩彼此平行取向的状态成为能量上有利的状态。

如所周知^[7], 相对于空间的某一从尤方向, 特别是磁场 H_0 的方向, 只可能有两种自旋取向: 平行和反平行。这两种取向的能量差为

$$\Delta W = 2m_{\text{自旋}}H_0,$$

其中 $m_{\text{自旋}}$ 为自旋磁矩。这样, 便有两个为间隔 ΔW 分开的能级。

在没有热运动(当温度为 0°K)时, 所有自旋处于下面的能级, 即在均匀的、各向同性的饱和磁化的铁磁体情形下, 是沿着磁场 H_0 取向的。为了跃迁到上面的能级或使自旋“颠倒”, 就需要 ΔW 的能量。这一能量可以由热运动或电磁场的量子转移过来。在后一种情形下, 跃迁将在量子能量为 ΔW 的时候发生, 即是

$$\hbar\omega_0 = 2m_{\text{自旋}}H_0, \quad (1.2)$$

其中 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, 而 $h = 6.6238 \times 10^{-27}$ 尔格·秒, 即为普朗克常数。

由此可知, 铁磁体对电磁场能量的强烈吸收, 即铁磁共振, 将在满足(1.2)的条件时发生。

自旋磁矩等于一个玻尔磁子:

$$m_{\text{自旋}} = \mu_B = \frac{\hbar e}{2mc},$$

其中 $e = 4.8022 \times 10^{-10}$ 静电单位, 为电子的电荷, $m = 9.1072 \times 10^{-28}$ 克, 为电子的静质量, $c = 2.9979 \times 10^{10}$ 厘米/秒, 为光速。

考虑了这点以后,由(1.2)式可得到

$$\omega_0 = \gamma_{\text{自旋}} H_0, \quad (1.3)$$

其中电子自旋的迴轉磁比率為:

$$\gamma_{\text{自旋}} = \frac{e}{mc} = 1.7653 \times 10^7 \frac{1}{\text{奧} \cdot \text{秒}}.$$

自旋的力学矩等于 $\frac{\hbar}{2}$. 由此可明显看出, $\gamma_{\text{自旋}}$ 具有磁矩对力学矩的比值的意义¹⁾. 我們注意到, 电子的軌道磁矩在鉄磁性中也起着一定的作用, 这时共振条件(1.2)仍然有效, 但 $\gamma_{\text{自旋}}$ 变为

$$\gamma = \frac{eg}{2mc}, \quad (1.4)$$

其中 g 是所謂的頻譜裂距因子, 一般說來, 它不等于 2. 正如基特耳曾經証明的^[94], 这时应当满足下面的关系:

$$g - 2 = 2 - g', \quad (1.5)$$

其中 g' 为由爱因斯坦-德哈斯(Einstein-de Haas)或巴尔納脫(Barnett)迴轉磁实验中得到的磁-力因子^[7].

把量子力学的工具应用到上述的模型, 可以建立鉄磁共振的定量理論^[75, 93, 96]. 在这理論的範圍內可以考虑一系列还未探討过的因素: 磁晶各向异性的影响、磁偶极子相互作用(即退磁場)的影响等等. 不过, 所有这些因素利用所謂唯象的方法, 或更准确地說准經典的方法来考虑是非常簡單和完善的.

准經典的方法考虑了这些因素之后, 不仅可以得到鉄磁共振的条件, 而且可以得到磁化率张量分量与 ω 和 H_0 的关系的完全表达式. 这一方法还在 1935 年就由兰道和里弗西茨^[66]提出来了, 以后又由基特耳^[74]和坡耳德耳^[75]加以发展, 在本书第二部分和第三部分中将广泛采用这方法. 但是必須指出, 某些問題, 例如磁損耗的本質(§ 4), 显然是不能利用这一方法进行分析的, 而要求量子力学的解釋.

1) 自旋磁矩和力学矩的方向相反, 因此它們的比值为負数. 我們經常把 γ 了解为这一比值的絕對值.

現在，我們轉到准經典方法的論證。我們將把每一參與鐵磁性的電子自旋當作一個具有力學矩（動量矩） $\mathbf{s}_1$ 和磁矩 $\mathbf{m}_1$ 的粒子。在磁場 $\mathbf{H}$ 中將有一力矩 $\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}$ 作用到這粒子上。不考慮粒子的平移運動時，其運動方程式可寫成下面的形式：

$$\frac{d\mathbf{s}_1}{dt} = \mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{\text{有效}}. \quad (1.6)$$

這裡 $\mathbf{H}_{\text{有效}}$ 是作用到粒子磁矩上的總的有效磁場。

我們注意到下面的量子力學的關係：

$$\mathbf{m}_1 = -\gamma \mathbf{s}_1, \quad (1.7)$$

其中 γ 由(1.4)式所決定。考慮了(1.7)式後，方程式(1.6)可寫作：

$$\frac{d\mathbf{m}_1}{dt} = -\gamma \mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{\text{有效}}. \quad (1.8)$$

在(1.8)式兩邊乘以單位體積中所研究的基元粒子數目 N ，便得到蘭道-里弗西茨方程式^[66]：

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{有效}}, \quad (1.9)$$

其中 $\mathbf{M} = N\mathbf{m}_1$ 為物質的宏觀磁化強度，即單位體積的磁矩。

在以上的推論中，我們是從單個電子自旋進動這一不正確的觀念出發的。不過最後的聯繫宏觀量的方程式(1.9)卻是正確的。利用更嚴格的量子力學方法^[3]也可以得到這一方程式。

在(1.8)和(1.9)中引用的磁場 $\mathbf{H}_{\text{有效}}$ 包括實際的磁場和考慮各種形式的相互作用引起的有效場。對於飽和磁化的各向同性的介質

$$\mathbf{H}_{\text{有效}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{交換}}, \quad (1.10)$$

其中 $\mathbf{H}$ 為內磁場（對於無限介質，即當退磁作用不存在時，內磁場與外磁場相同），而 $\mathbf{H}_{\text{交換}}$ 為交換作用的有效場。這一有效場也包含有兩項：

$$\mathbf{H}_{\text{交換}} = \mathbf{H}_\lambda + \mathbf{H}_q. \quad (1.11)$$

第一項

$$\mathbf{H}_\lambda = -\lambda \mathbf{M}_0 \quad (1.12)$$

是所謂的“分子場”或外斯(Weiss)場。對於立方點陣的晶體來說，

常数 λ 可以近似地写作^[5]:

$$\lambda = \frac{2AN}{M_0^2}, \quad (1.13)$$

其中 A 是所谓的交换积分, 即一个自旋的交换作用的能量, 而 M_0 是饱和磁化强度。注意常数 λ 与居里温度 T_k 之间的联系如下^[5]:

$$\lambda = \frac{kT_k N}{M_0^2}, \quad (1.14)$$

其中 $k = 1.37 \times 10^{-16}$ 尔格/度, 为玻耳兹曼常数。根据(1.14)式来估计实际感兴趣的铁磁体(其中也包括铁氧体), 会得到很大的 H_k 值——约 10^7 奥。但是, 磁场 H_k 平行于磁化强度 $\mathbf{M}$, 故不会进入磁化强度的运动方程式(1.9)中。

有效场(1.11)的第二项表示如下^[5]:

$$\mathbf{H}_q = q \nabla^2 \mathbf{M}. \quad (1.15)$$

对于立方点阵的晶体来说, 因子 q 可以写成下面的形式:

$$q = \frac{2ANa^2}{M_0^2} = \lambda a^2, \quad (1.16)$$

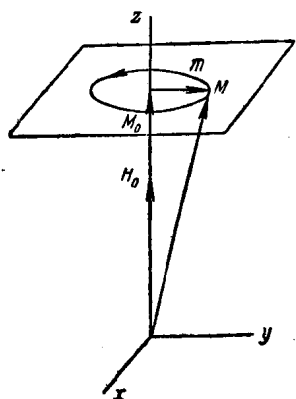
其中 a 是点阵常数。

(1.15)式的磁场中考虑了相邻自旋不平行、即 $\mathbf{M}$ 在空间中有变化的情形下产生的附加的交换能。 q 因子的数量级为 10^{-9} 。因此, 只有当磁化强度在空间中有着这样迅速的变化, 即磁化强度在约 10^{-5} 厘米或更小的距离内有显著改变的情形下, 才应当考虑这一磁场。磁化强度的如此剧烈的变化发生在例如畴壁中 (§9)。在导电良好的金属界面上也必须考虑 (1.15) 式的磁场, 因为在这样的界面上强烈的表面效应引起了 $\mathbf{M}$ 在空间中的迅速变化。如在 §3 中将要指出的, 在铁氧体中也可能存在着具有这样短的波长的磁化强度的非一致进动类型, 使得必须注意 (1.15) 式的磁场。现在我们将研究饱和磁化的铁氧体中磁化强度的一致进动。这时就可以不考虑 (1.15) 式这一项。

于是在方程式(1.9)中只引入磁场 $\mathbf{H}$, 这方程式便写作:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad (1.17)$$

首先研究沒有交變磁場時磁化強度的本征振動。令直角坐



系統的軸的取向為 z 軸與外加恒定磁場 H_0 和恒定磁化強度 M_0 相一致(因為介質是各向同性和飽和磁化的,故這兩個矢量平行)。設振動為簡諧振動,則可寫成

$$H = z_0 H_0, \quad (1.18)$$

$$M = z_0 M_0 + m_0 e^{i\omega_0 t}, \quad (1.19)$$

其中 z_0 為 z 軸方向的單位矢量,而 m_0 為必須決定的交變磁化強度的復振幅。

圖 1. 在小振幅的交變磁化強度情形下磁化強度矢量的進動。

把方程式 (1.17) 對坐標軸投影,並考慮 (1.18) 和 (1.19) 式,便得到:

$$\left. \begin{aligned} i\omega_0 m_x + \gamma H_0 m_y &= 0, \\ -\gamma H_0 m_x + i\omega_0 m_y &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

$$m_x = 0, \quad (1.21)$$

其中 m_x , m_y 和 m_z 為矢量 m_0 的投影。

(1.20) 方程組聯立的條件(其行列式等於零)得出本征振動頻率的公式為:

$$\omega_0 = \omega_H \equiv \gamma H_0, \quad (1.22)$$

這一頻率同前面從完全另外的觀點——微觀的、量子的考慮所得到的共振頻率 ω_0 的公式是一致的。

將 (1.22) 式代入方程組 (1.20) 之一內,可得到

$$m_y = -im_x. \quad (1.23)$$

從 (1.21) 和 (1.23) 式可知,矢量 M 的本征振動是這一矢量端點繞恒定磁化強度 M_0 的右旋¹⁾(進動)。矢量 M 的端點這時是在垂直於 M_0 的平面內按圓形軌道運動(圖 1)。

現在再轉而研究磁化強度的小的強迫振動。磁場可寫作如下

1) 參閱第 10 頁的腳注。

的形式:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}e^{i\omega t}, \quad (1.24)$$

其中 $\mathbf{H}_0 = z_0 H_0$, 而 $\mathbf{h} = x_0 h_x + y_0 h_y + z_0 h_z$ 为我们当作已知的交变磁场。所求的磁化强度将为下面的形式

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}e^{i\omega t}. \quad (1.25)$$

与未作磁化强度的交变分量很小的假设时所研究的本征振动不同的是, 现在我们假设

$$m \ll M_0, \quad h \ll H_0.$$

将(1.24)和(1.25)式代入方程式(1.17)中, 略去二级小量的项, 并注意到 $\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 = 0$, 便得到 $\mathbf{m}$ 的方程式:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} + \gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}. \quad (1.26)$$

把方程式(1.26)对坐标轴投影, 考虑(1.22)式的记号后得到:

$$\left. \begin{aligned} i\omega m_x + \omega_H m_y &= \gamma M_0 h_y, \\ -\omega_H m_x + i\omega m_y &= -\gamma M_0 h_x, \\ i\omega m_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.27)$$

由此得出:

$$\left. \begin{aligned} m_x &= \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2} h_x + \frac{M_0}{H_0} \frac{i\omega\omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} h_y, \\ m_y &= -\frac{M_0}{H_0} \frac{i\omega\omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} h_x + \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2} h_y, \\ m_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.28)$$

这样, 小交变磁场的纵分量 h_z 并不引起交变磁化强度。而横分量 h_x 和 h_y 却不仅引起平行于相应的磁场分量的交变磁化强度的横分量, 而且也引起垂直于相应的磁场分量的交变磁化强度的横分量。显然, (1.28)式可以表示为(1.1a)的形式, 而且磁化率 $\overleftrightarrow{\chi}$ 为下列形式的张量:

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{vmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (1.29)$$

这里