

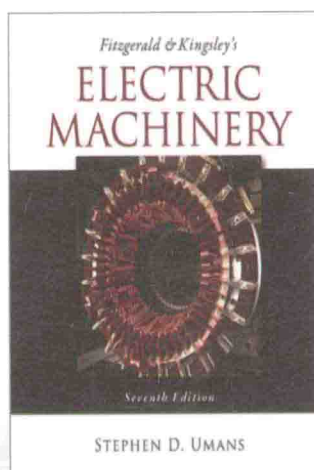
电气工程、自动化专业规划教材

Mc  
Graw  
Hill  
Education

Fitzgerald & Kingsley's

# 电机学 (第七版)

Electric Machinery, Seventh Edition



[美] Stephen D. Umans 著  
刘新正 苏少平 高琳 译



电子工业出版社  
PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY

<http://www.phei.com.cn>

电气工程、自动化专业规划教材

# 电机学

(第七版)

Fitzgerald & Kingsley's Electric Machinery  
Seventh Edition

[美] Stephen D. Umans 著

刘新正 苏少平 高琳 译

電子工業出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京·BEIJING

## 内 容 简 介

本书是电机学领域的经典教材,正文内容包括磁路和磁性材料、变压器、机电能量转换原理、旋转电机概述、同步电机、多相感应电机、直流电机、变磁阻电机和步进电动机、单相电动机和两相电动机、转速和转矩控制等,附录内容包括三相电路、交流分布绕组电势、磁场和电感,dq0变换,实际电机性能和运行的工程问题,常数、SI单位转换系数表等。全书在强调基本原理的同时,介绍了稀土永磁材料、永磁交流电机、变磁阻电机、步进电动机等新内容,更新与扩充了关于感应电机的内容,修订了全书中的习题与示例,引入了MATLAB,添加了便于读者学习的指导意见,同时在配套网站上提供了本书的习题解答。

本书可作为高等院校工科电气工程及其自动化专业或其他相关专业学生的教材或教学参考书,也可作为工程技术人员的参考用书。

Stephen D. Umans; Fitzgerald & Kingsley's Electric Machinery, Seventh Edition  
9780073380469

Copyright © 2013 by McGraw-Hill Education.

All rights reserved. No part of this publication may be reproduced or transmitted in any form or by any means, electronic or mechanical, including without limitation photocopying, recording, taping, or any data-base, information or retrieval system, without the prior written permission of the publisher.

This authorized Chinese translation edition is jointly published by McGraw-Hill Education and Publishing House of Electronics Industry. This edition is authorized for sale in the People's Republic of China only, excluding Hong Kong, Macao SAR and Taiwan.

Copyright © 2014 by McGraw-Hill Education and Publishing House of Electronics Industry.

版权所有。未经出版人事先书面许可,对本出版物的任何部分不得以任何方式或途径复制或传播,包括但不限于复印、录制、录音,或通过任何数据库、信息或可检索的系统。本授权中文简体翻译版由麦格劳-希尔(亚洲)教育出版公司和电子工业出版社合作出版。此版本经授权仅限在中国大陆销售。

版权© 2014 由麦格劳-希尔(亚洲)教育出版公司与电子工业出版社所有。本书封面贴有 McGraw-Hill Education 公司防伪标签,无标签者不得销售。

版权贸易合同登记号 图字:01-2013-5741

## 图书在版编目(CIP)数据

电机学:第7版/(美)乌曼(Umans, S.)著;刘新正,苏少平,高琳译. —北京:电子工业出版社,2014.10  
书名原文:Fitzgerald & Kingsley's Electric Machinery, Seventh Edition  
电气工程、自动化专业规划教材  
ISBN 978-7-121-24344-8

I. ①电… II. ①乌… ②刘… ③苏… ④高… III. ①电机学—高等学校—教材 IV. ①TM3

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 213894 号

策划编辑:谭海平

责任编辑:谭海平 特约编辑:王 崧

印 刷:涿州京南印刷厂

装 订:涿州京南印刷厂

出版发行:电子工业出版社

北京市海淀区万寿路 173 信箱 邮编:100036

开 本:787×1 092 1/16 印张:32.75 字数:838 千字

版 次:2014 年 10 月第 1 版(原著第 7 版)

印 次:2014 年 10 月第 1 次印刷

定 价:79.00 元

凡所购买电子工业出版社图书有缺损问题,请向购买书店调换。若书店售缺,请与本社发行部联系,联系及邮购电话:(010)88254888。

质量投诉请发邮件至 zlts@phei.com.cn,盗版侵权举报请发邮件至 dbqq@phei.com.cn。

服务热线:(010)88258888。

## 译者序

不知不觉间,距离我们翻译本书第六版已过去了10年。我们欣喜地看到本书英文第七版的出版,也很荣幸再次有机会将其翻译为中文版呈现给读者。

第七版依然延续了以前各版突出原理、淡化细节、例题及习题丰富的编写风格,最显著的变化是删除了第六版中关于电力电子学知识的第10章。如果与第六版仔细对照,读者还会发现,其余章节的编排顺序和主题内容虽然未做改动,但对具体问题的阐述以及对例题和习题做了较多修改,特别是补充了一些分析电机动态过程及闭环控制系统的内容。

正如作者所指出的,本书重点关注的是电机运行的基本原理和特性,由于电机运行所基于的电、磁作用机理不变,对电机运行的描述就不会有太大变化。如何适当地引入新的分析工具,既不加重学生的负担,又能使学生加深对电机原理、特性和应用的理解,是目前电机学教材编写和教学实践需要认真考虑的问题。除了翻译本教材,译者近年还翻译或阅读过美国高校的多本电机学教材,其中大都引入了应用MATLAB软件分析电机及其系统的内容。受制于课时安排,国内目前鲜有在电机学教材和课程教学中对此类工具的应用,建议教师或者学生自己不妨做一些尝试。

本书的译者均为西安交通大学电气工程学院教师。其中第1章、第2章、第10章和附录由刘新正翻译,并负责全书其他各章的校译和统稿;第3章、第4章、第5章、第8章和第9章由苏少平翻译;第6章、第7章由高琳翻译。

外文教材的翻译是一个艰难的再创作过程,我们在翻译过程中一直努力追求的目标是,一方面做到忠实于原文本意及描述特色,另一方面又兼顾国内读者的阅读习惯,做到中文流畅。本版翻译中修改了第六版中的部分论述方式,并改正了一些译文瑕疵,但错误和不妥之处仍在所难免,敬请读者指正。

# 前言

自 Fitzgerald 和 Kingsley 教授于 1952 年首次出版第一版以来,本书的一贯宗旨是,始终将重点放在对电机特性内部物理本质,以及应用解析方法来描述电机性能的分析这两个方面。自第一版出版发行以来,情况有了很多变化,例如低损耗电工钢、稀土永磁材料的开发,制造技术的改进,以及电力电子控制和驱动系统的出现等。

然而,主宰电机特性的基本原理保持不变。本书长久以来的声誉,在很大程度上就源于其侧重于这些基础原理。每次新版编写所面临的挑战都是,既要适当地使一些处理方法“现代化”,又要保持这一基本中心思想不变。在以前版本的现代化中,已经放入了对稀土永磁材料的介绍,引入了永磁交流电机、变磁阻(开关磁阻)电机和步进电动机,以及对磁场定向控制策略的讨论等。

第六版的重要改进是,引入 MATLAB 在例题和练习题以及章末习题中的应用。MATLAB 在很多大学得到了广泛使用,并有学生版本。虽然本书的读者不需要具备高深的数学知识,但书中的数学运算可能会使读者稍感棘手和枯燥,在交流电机的分析中尤其如此,因为分析中有大量涉及复数的代数运算。像 MATLAB 等这一类分析工具,可以将学生从冗长乏味的计算中解放出来,而这种计算本身对加深理解所学内容几无帮助。

考虑这样一个问题:在第一版出版发行的那些年代,学生可以使用的主要计算工具是计算尺。由于涉及求解带有复变量的方程,当仅利用计算尺计算感应电机在单个负载点的性能时,就是一项艰巨的任务,可能相当耗时,且存在很大计算出错的概率。

时间很快就到了 2013 年。求解相同问题的 MATLAB 程序,可以很容易地在几分钟内完成编写和调试,然后基本上即刻得到答案。只需要稍加修改,同样的程序就可用于计算、描绘和观察电机在其整个运行范围的性能,以及研究参数变化的影响等。这一任务如果用计算尺(或者甚至用计算器)来做,就需要对很多运行点的重复计算,而每一个运行点的计算都会像第一次计算那样耗时。

应该强调,虽然在本书中选择使用 MATLAB,但还有许多同等功能的数值分析计算程序可供选择,用起来同样有效。关键的一点是,这类程序的使用,能极大地减轻学生的计算负担,进而显著增强其关注于原理来思考问题的能力。

注意,即使没有明确建议,书中的大多数章末习题也都可以用 MATLAB 或同类软件来处理。因而,对那些能轻松自如地使用此类工具的学生,应鼓励他们去使用,以使他们从烦琐的手算折磨中解脱出来。在求解课后习题时,当然仍应该要求学生以书面形式来说明他们是如何解答的,因为正是解答的过程才是理解所学内容的关键。然而,问题完全公式化后,从摆弄数字本身一般就不再能学到什么东西。首要的是,要从求解的过程和对结果的审查中体现出做例题和章末习题的价值。

此外,在进行第六版修订的时候,与能量转换相关的主题又被重新引入许多工科课程计划中。根据涉及这些教学计划的教师的反馈意见,纳入了涵盖电力电子学基本原理的一章,重点是在电机领域的应用。当然并未打算用电力电子学一章来替代有关电力电子学的成熟课程,现在很多工科教学计划中都有这样的课程。先期阅览了本次第七版的教师提出,不再需要放入电力电子学一章,因此已将其从第七版中剔出并移到了第七版的网站中。

本次修订侧重于支撑电机特性的基本物理原理,这是本书自第一版以来所一直强调的,因此无须改变。再者,纵览第六版及其前面的版本发现,除了删除关于电力电子学的一章,也没有必要修改其他主题所涵盖的范围。另一方面,删除电力电子学一章也为其他主题留下了扩充的空间。因此,本次修订的重要特征是:

- 本书呈现的所有内容都已经做了仔细的审查、修订和/或必要的扩充,使其更加透彻。其中一例是第5章中对永磁交流电机分析处理的扩充。类似地,第7章关于直流电机内容的呈现也已做了重新组织,使其更加明晰。
- 本版中增加了15个新例题,使得书中的例题总数达到了111个。此外,修改了前一版中的一些例题。
- 本版总共371个章末习题中,有96个是新习题。其余的几乎所有习题,虽然保留了前一版的形式,但在内容上或数值上也都做了更改,因而以前的解答不再能用。
- 在第七版的例题、练习题和章末习题中,相当多地扩展了MATLAB的使用。
- 这一版的新变化之一是,在每章章末放入了该章出现的变量符号和其定义的列表。
- 第七版介绍了一些关于电机动态过程的简单例子,也包含了几个MATLAB/Simulink例题和习题。
- 更新了前一版中的绝大多数图片。

就像过去版本中的情况一样,对于一门单纯介绍性的课程来说,第七版中很可能包含了太多的内容。但书中的内容已经做了精心组织,使得教师可以挑选适合于他们所希望包括的主题内容。最初的两章介绍磁路的基本概念、磁性材料及变压器,第3章介绍机电能量转换的基本概念,然后第4章给出对各种类型(旋转)电机的总览和介绍。有些教师会在介绍性的课程中,选择省略掉第3章的所有内容或大部分内容,这样做是可行的,而且不会对本书其余内容的呈现产生太大影响。

接下来的五章对各种类型的(旋转)电机做了更深入的讨论:同步电机在第5章讨论,感应电机在第6章讨论,直流电机在第7章讨论,变磁阻电机在第8章讨论,单相/两相电机在第9章讨论。由于各章几乎是独立的(第9章的内容除外,它基于第6章中对多相感应电机的讨论),所以这些章的次序可以改变,而且/或者教师可以选择侧重于一种或两种类型的电机,而不必覆盖所有这五章的内容。

最后,教师可能希望从第10章有关控制的内容中挑选专题,而不是包括所有内容。关于转速控制的内容,是对较早前有关各种类型电机的章节中所出现内容的相对直接扩展。有关磁场定向控制的内容理解起来稍显复杂,它建立在附录C中dq0变换的基础之上,因此,在介绍性的课程中省略掉这部分内容,将其推迟到以后更高级的课程中,以便有充足的时间去学习,当然是合情合理的。

我要特别感谢南卡罗来纳大学(University of South Carolina)的 Charles Brice 教授和

塞达维尔大学(Cedarville University)的 Gerald Brown 教授,他们细心审查了书稿的各个章节,捕捉到了许多打字和数字错误。我也想要感谢很多其他审阅者,他们在本次修订的策划过程中提供了很多反馈意见。

Mukhtar Ahmad—*Aligarh Muslim University*

Said Ahmed-Zaid—*Boise State University*

Steven Barrett—*University of Wyoming*

Tapas Kumar Bhattacharya—*Indian Institute of Technology Kharagpur*

Kalpana Chaudhary—*Indian Institute of Technology, Banaras Hindu University, Varanasi*

Nagamani Chilakapati—*National Institute of Technology Tiruchirapalli*

S. Arul Daniel—*National Institute of Technology Tiruchirapalli*

Jora M. Gonda—*National Institute of Technology Surathkal*

N. Ammasai Gounden—*National Institute of Technology Tiruchirapalli*

Alan Harris—*University of North Florida*

R. K. Jarial—*National Institute of Technology Hamirpur*

Urmila Kar—*National Institute of Technical Teachers' Training and Research, Kolkata*

M. Rizwan Khan—*Aligarh Muslim University*

Jonathan Kimball—*Missouri University of Science and Technology*

Dave Krispinsky—*Rochester Institute of Technology*

Prabhat Kumar—*Aligarh Muslim University*

Praveen Kumar—*Indian Institute of Technology Guwahati*

N. Kumaresan—*National Institute of Technology Tiruchirapalli*

Eng Gee Lim—*Xi'an Jiaotong-Liverpool University*

Timothy Little—*Dalhousie University*

S. N. Mahendra—*Indian Institute of Technology, Banaras Hindu University, Varanasi*

Yongkui Man—*Northeastern University, China*

David McDonald—*Lake Superior State University*

Shafique S. Mirza—*New Jersey Institute of Technology*

Medhat M. Morcos—*Kansas State University*

G. Narayanan—*Indian Institute of Science, Bangalore*

Adel Nasiri—*University of Wisconsin-Milwaukee*

Sudarshan R. Nelatury—*Penn State*

Sanjoy K. Parida—*Indian Institute of Technology Patna*

Amit N. Patel—*Nirma University*

Peter W. Sauer—*University of Illinois at Urbana-Champaign*

Hesham Shaalan—*US Merchant Marine Academy*

Karma Sonam Sherpa-Sikkim—*Manipal Institute of Technology*

Ajay Srivastava—*G. B. Pant University of Agriculture & Technology*

Murry Stocking—*Ferris State University*

A. Subramanian——*V. R. S College of Engineering and Technology*

Wayne Weaver——*Michigan Technological University*

Jin Zhong——*University of Hong Kong*

有兴趣的读者可以访问本书的网站 [www.mhhe.com/umans7e](http://www.mhhe.com/umans7e)。第六版中的电力电子学一章已粘贴在了此网站上。在教师版上,为教师粘贴了可下载版本的解答手册、书中插图的 PowerPoint 幻灯片以及 PowerPoint 形式的讲授大纲。为学生和教师提供了书中用到的各个例题的 MATLAB 和 Simulink 文件的副本。

在这一版本的修订期间,我的母亲 Nettie Umans 去世了,我一直盼望着和她分享这一版本,她应该很激动地看到了第七版的出版。我深深怀念她!

Stephen D. Umans

Belmont, MA

2013

## 教学支持说明

McGraw-Hill Education, 麦格劳-希尔教育出版公司, 美国著名图书出版与教育服务机构, 以出版经典、高质量的理工科、经济管理、计算机、生命科学以及人文社科类高校教材享誉全球, 更以丰富的网络化、数字化教学辅助资源深受高校教师的欢迎。

为了更好地服务于中国教育发展, 提升教学质量, 2003 年麦格劳-希尔教师服务中心在北京成立。在您确认将本书作为指定教材后, 请您填好以下表格并经系主任签字盖章后寄回, 麦格劳-希尔教师服务中心将免费向您提供相应教学课件或网络化课程管理资源。如果您需要订购或参阅本书的英文原版, 我们也会竭诚为您服务。

### 证 明

兹证明 \_\_\_\_\_ 大学 \_\_\_\_\_ 系/院 \_\_\_\_\_ 专业  
\_\_\_\_\_ 学年(学期)开设的 \_\_\_\_\_ 课程, 共 \_\_\_\_\_ 学时, 现采用电子工业出版社  
出版的英文原版/简体中文版 \_\_\_\_\_ (书名/作者) \_\_\_\_\_ 作为主要教材。任课教  
师为 \_\_\_\_\_, 学生 \_\_\_\_\_ 个班共 \_\_\_\_\_ 人。

任课教师需要与本书配套的教师指导手册和习题解答。

电 话: \_\_\_\_\_

传 真: \_\_\_\_\_

E-mail: \_\_\_\_\_

联 系 地 址: \_\_\_\_\_

邮 编: \_\_\_\_\_

建议和要求:

系/院主任: \_\_\_\_\_ (签字)

(系/院办公室章)

\_\_\_\_\_ 年 \_\_\_\_\_ 月 \_\_\_\_\_ 日

### 请与我们联系

Publishing House of Electronics Industry

电子工业出版社: [www.phei.com.cn](http://www.phei.com.cn)

[www.hxedu.com.cn](http://www.hxedu.com.cn)

联系电话: 010-88254555

传 真: 010-88254560

E-mail: [Te\\_service@phei.com.cn](mailto:Te_service@phei.com.cn)

麦格劳-希尔教育出版公司教师服务中心

北京市海淀区 清华科技园 创业大厦 907 室

北京 100084

传真: 8610-62790292

教师服务热线: 800-810-1936

教师服务信箱: [instructor\\_cn@mcgraw-hill.com](mailto:instructor_cn@mcgraw-hill.com)

网址: <http://www.mcgraw-hill.com.cn>

# 目录

<b>第 1 章 磁路和磁性材料</b> .....	1
1.1 磁路概述 .....	1
1.2 磁链、电感和能量 .....	8
1.3 磁性材料的特性 .....	14
1.4 交流励磁 .....	16
1.5 永磁体 .....	21
1.6 永磁材料的应用 .....	25
1.7 小结 .....	32
1.8 第 1 章变量符号表 .....	33
1.9 习题 .....	34
<b>第 2 章 变压器</b> .....	44
2.1 变压器概述 .....	44
2.2 空载运行 .....	46
2.3 二次侧电流的影响和理想变压器 .....	48
2.4 变压器电抗及等效电路 .....	51
2.5 变压器的工程分析 .....	55
2.6 自耦变压器和多绕组变压器 .....	61
2.6.1 自耦变压器 .....	61
2.6.2 多绕组变压器 .....	63
2.7 三相变压器 .....	64
2.8 电压互感器和电流互感器 .....	67
2.9 标么值体系 .....	71
2.10 小结 .....	77
2.11 第 2 章变量符号表 .....	78
2.12 习题 .....	80
<b>第 3 章 机电能量转换原理</b> .....	87
3.1 磁场系统中的力和转矩 .....	87
3.2 能量平衡和能量法 .....	89
3.3 单边励磁磁场系统中的能量 .....	91
3.4 由储能确定磁场力和转矩 .....	94
3.5 由磁共能确定电磁力和转矩 .....	99

3.6	多励磁磁场系统.....	104
3.7	含永磁体系统中的力和转矩 .....	109
3.8	动态方程 .....	115
3.9	分析方法 .....	119
3.9.1	粗动问题 .....	119
3.9.2	线性化 .....	121
3.10	小结 .....	123
3.11	第3章变量符号表 .....	124
3.12	习题 .....	125
<b>第4章</b>	<b>旋转电机概述 .....</b>	<b>137</b>
4.1	基本概念 .....	137
4.2	交流和直流电机概述 .....	138
4.2.1	交流电机 .....	138
4.2.2	直流电机 .....	143
4.3	分布绕组的磁势 .....	144
4.3.1	交流电机 .....	145
4.3.2	直流电机 .....	149
4.4	旋转电机中的磁场.....	152
4.4.1	具有均匀气隙的电机 .....	152
4.4.2	具有不均匀气隙的电机 .....	154
4.5	交流电机中的旋转磁势波 .....	155
4.5.1	单相绕组的磁势波 .....	155
4.5.2	多相绕组的磁势波 .....	157
4.5.3	多相绕组磁势的图示法分析 .....	159
4.6	感应电势 .....	160
4.6.1	交流电机 .....	160
4.6.2	直流电机 .....	164
4.7	隐极电机的转矩 .....	165
4.7.1	耦合电路的观点 .....	165
4.7.2	磁场观点 .....	170
4.8	直线电机 .....	174
4.9	磁饱和 .....	176
4.10	漏磁通 .....	178
4.11	小结.....	179
4.12	第4章变量符号表.....	181
4.13	习题.....	182
<b>第5章</b>	<b>同步电机 .....</b>	<b>189</b>
5.1	多相同步电机概述.....	189
5.2	同步电机的电感和等效电路 .....	191
5.2.1	转子自感 .....	192
5.2.2	定、转子之间的互感 .....	192

5.2.3	定子电感和同步电感 .....	192
5.2.4	等效电路 .....	194
5.3	开路特性和短路特性 .....	197
5.3.1	开路饱和特性和空载旋转损耗 .....	197
5.3.2	短路特性和负载损耗 .....	199
5.4	稳态功角特性 .....	204
5.5	稳态运行特性 .....	211
5.6	凸极效应以及直轴和交轴理论简介 .....	220
5.6.1	磁通和磁势波 .....	220
5.6.2	凸极电机的相量图 .....	221
5.7	凸极电机的功角特性 .....	224
5.8	永磁交流电机 .....	229
5.9	小结 .....	237
5.10	第 5 章变量符号表 .....	238
5.11	习题 .....	240
<b>第 6 章</b>	<b>多相感应电机 .....</b>	<b>248</b>
6.1	多相感应电机概述 .....	248
6.2	多相感应电机中的电流和磁通 .....	251
6.3	感应电机的等效电路 .....	253
6.4	等效电路分析 .....	255
6.5	应用戴维南定理计算转矩和功率 .....	259
6.6	利用空载试验和堵转试验确定参数 .....	267
6.6.1	空载试验 .....	267
6.6.2	转子堵转试验 .....	269
6.7	转子电阻的影响:绕线式和双笼型转子 .....	276
6.7.1	绕线式转子电动机 .....	276
6.7.2	深槽和双笼型转子 .....	278
6.7.3	电动机应用方面的问题 .....	279
6.8	小结 .....	281
6.9	第 6 章变量符号表 .....	282
6.10	习题 .....	283
<b>第 7 章</b>	<b>直流电机 .....</b>	<b>293</b>
7.1	概述 .....	293
7.2	换向器的作用 .....	298
7.3	分析基础:电路方面 .....	300
7.4	电枢磁势的影响 .....	303
7.5	分析基础:磁路方面 .....	305
7.5.1	忽略电枢反应 .....	305
7.5.2	考虑电枢反应的影响 .....	311
7.6	直流电机稳态运行分析 .....	312

7.6.1	发电机分析 .....	312
7.6.2	电动机分析 .....	316
7.7	永磁直流电机 .....	318
7.8	换向和换向极 .....	321
7.9	补偿绕组 .....	323
7.10	串励通用电动机 .....	325
7.11	小结 .....	326
7.12	第 7 章变量符号表 .....	326
7.13	习题 .....	328
<b>第 8 章</b>	<b>变磁阻电机和步进电动机 .....</b>	<b>336</b>
8.1	VRM 分析基础 .....	336
8.2	实际 VRM 的结构 .....	342
8.3	产生转矩的电流波形 .....	346
8.4	非线性分析 .....	356
8.5	步进电动机 .....	361
8.6	小结 .....	367
8.7	第 8 章变量符号表 .....	368
8.8	习题 .....	369
<b>第 9 章</b>	<b>单相和两相电动机 .....</b>	<b>373</b>
9.1	单相感应电动机定性分析 .....	373
9.2	单相感应及单相同步电动机的起动和运行性能 .....	375
9.2.1	裂相电动机 .....	375
9.2.2	电容型电动机 .....	376
9.2.3	罩极感应电动机 .....	378
9.2.4	自起动同步磁阻电动机 .....	378
9.2.5	磁滞电动机 .....	380
9.3	单相感应电动机的旋转磁场理论 .....	381
9.4	两相感应电动机 .....	386
9.4.1	对称两相电机的不对称运行及对称分量法 .....	386
9.4.2	一般情况: 不对称两相感应电机 .....	392
9.5	小结 .....	400
9.6	第 9 章变量符号表 .....	401
9.7	习题 .....	402
<b>第 10 章</b>	<b>转速及转矩控制 .....</b>	<b>406</b>
10.1	直流电动机的控制 .....	406
10.1.1	转速控制 .....	406
10.1.2	转矩控制 .....	417
10.2	同步电动机的控制 .....	420
10.2.1	转速控制 .....	420

10.2.2	转矩控制	424
10.3	感应电动机的控制	441
10.3.1	转速控制	441
10.3.2	转矩控制	447
10.4	变磁阻电动机的控制	455
10.5	小结	458
10.6	第 10 章变量符号表	458
10.7	参考文献	460
10.8	习题	461
<b>附录 A</b>	<b>三相电路</b>	471
A.1	三相电压的产生	471
A.2	三相电压、电流和功率	473
A.3	Y 和 $\Delta$ 接法电路	476
A.4	对称三相电路分析及单线图	480
A.5	附录 A 变量符号表	481
<b>附录 B</b>	<b>交流分布绕组的电势、磁场和电感</b>	483
B.1	感应电势	483
B.1.1	短距分布绕组	483
B.1.2	宽度系数和节距系数	485
B.2	电枢磁势波	487
B.2.1	整距集中绕组	487
B.2.2	短距分布绕组	488
B.3	分布绕组的气隙电感	489
B.4	附录 B 变量符号表	491
<b>附录 C</b>	<b>dq0 变换</b>	493
C.1	向直轴和交轴变量的变换	493
C.2	以 dq0 变量表示的同步电机基本关系	494
C.3	以 dq0 变量表示的感应电机基本关系	497
C.4	附录 C 变量符号表	500
<b>附录 D</b>	<b>实际电机性能和运行的工程问题</b>	502
D.1	损耗	502
D.2	定额和发热	504
D.3	电机的冷却方式	506
D.4	励磁	507
D.4.1	交流电机的功率因数	507
D.4.2	汽轮发电机励磁系统	508
D.5	电机的效率	509
<b>附录 E</b>	<b>常数和 SI 单位转换系数表</b>	511

# 第1章 磁路和磁性材料

本书的目的是学习用于电能和机械能相互转换的装置。重点放在旋转电磁机械,因为大多数机电能量转换借此来实现。但是,所得到的方法普遍适用于各种其他装置,包括直线电机、执行机构和传感器。

虽然变压器不是机电能量转换装置,但它是整个能量转换过程中的一个重要组成部分,因而在第2章进行讨论。正像本书中所讨论的大多数机电能量转换装置一样,磁耦合的绕组是变压器工作的核心所在。因此,针对变压器分析所得到的方法,奠定了后续讨论旋转电机的基础。

事实上,所有变压器和电机均采用铁磁材料来定形和导向磁场,而磁场对能量传递和转换起着媒介的作用。永磁材料在电机中也得到了广泛应用。如果没有这些材料,大多数为人们所熟悉的机电能量转换装置就不可能付诸实践。具备分析和描述含有此类材料的系统的能力,是设计和理解机电能量转换装置的基础。

本章将导出一些磁场分析的基本方法,并简要介绍实用磁性材料的性能。在第2章,将这些结论用于变压器的分析,在以后各章中将用于旋转电机的分析。

本书假设读者已经具备磁场和电场理论的基本知识,这些知识点在工科学生的基础物理学课程中可以找到。某些读者可能学过基于麦克斯韦方程的电磁场理论课程,但深入理解麦克斯韦方程并不是掌握本书内容的先决条件。磁路分析方法提供了对精确的场理论解的代数近似,被广泛用于机电能量转换装置的研究,并构成了此处所介绍的大多数分析的基础。

## 1.1 磁路概述

在大多数实际工程领域中,磁场的完整而详细的解,涉及求解麦克斯韦方程,且需要一系列描述材料特性的限定关系。虽然实践中常常难以得到精确解,但各种简化假设却使得可以得到有用的工程解<sup>①</sup>。

我们首先假设,对本书中讨论的系统,涉及的频率及尺寸使得麦克斯韦方程中的位移电流项可以忽略。此项计及时变电场在空间产生的磁场,与电磁辐射有关。忽略该项得到相应的麦克斯韦方程的磁准静态形式,此麦克斯韦方程使磁场与产生磁场的电流相关联。

$$\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{a} \quad (1.1)$$

<sup>①</sup> 基于有限元法的计算机数值解法构成了许多商品化程序的基础,并已成为分析和设计不可或缺的工具。正如在本书中可看到的,这些方法一般最好用来改进基于解析法的初步分析。因为这样的数值解法对理解电机原理和基本特性并无帮助,所以本书中将不做讨论。

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a} = 0 \quad (1.2)$$

式 1.1 通常称为安培定律,其表述为:磁场强度  $\mathbf{H}$  的切线分量沿闭合回线  $C$  的线积分,等于通过与该回路关联的任何表面  $S$  的总电流。从式 1.1 可见,  $\mathbf{H}$  的源即为电流密度  $\mathbf{J}$ 。式 1.2 通常称为磁场的高斯定律,其表述为:磁通密度  $\mathbf{B}$  是守恒的,即没有净磁通进入或离开一个闭合面(这等于是说,不存在磁场的单极源)。从这些式子可见,磁场量可以由源电流的瞬时值唯一确定,因而磁场随时间的变化直接跟随源电流的时间变化。

第二个简化假设涉及磁路的概念。在复杂几何结构中,极难得到磁场强度  $\mathbf{H}$  和磁通密度  $\mathbf{B}$  的通解。然而,在很多实际应用中,包括很多类型电机的分析中,三维场问题常常可以简化为本质上所谓的一维路的等效,获得满足工程精确度的解。

磁路由其中大部分为高磁导率磁性材料的结构组成<sup>①</sup>。高磁导率材料的存在,趋向于使磁通被限制在由此结构所确定的路径中,与电流被限制在电路的导体中极为相像。本节展现磁路这一概念的应用,读者将会看到,磁路概念对本书中的许多情况相当适用<sup>②</sup>。

图 1.1 所示为一个简单磁路的例子。假设铁心由磁性材料构成,其磁导率  $\mu$  远远大于周围空气的磁导率( $\mu \gg \mu_0$ ),而  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$  是自由空间的磁导率。铁心具有均匀横截面,并由带有  $i$  安培电流的  $N$  匝绕组励磁。该绕组在铁心中产生磁场,如图 1.1 中所示。

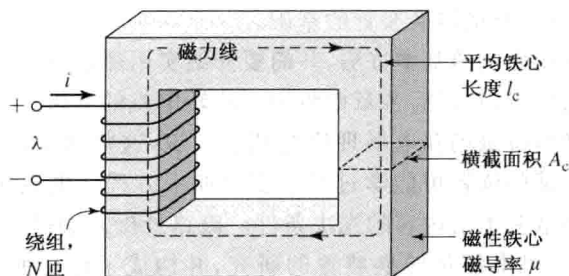


图 1.1 简单磁路。 $\lambda$  为绕组磁链,在 1.2 节中定义

因为磁性铁心的高磁导率,精确解将会表明,磁通几乎完全被限定在铁心,磁力线沿铁心所规定的路径而行。因为横截面积均匀,横截面上的磁通密度基本均匀。磁场可以用磁力线来形象化,而磁力线形成与绕组相匝链的闭合回线。

当应用于图 1.1 的磁路时,铁心中磁场的源为安培-匝数之积  $Ni$ 。按磁路术语,  $Ni$  为作用于磁路的磁动势(mmf)  $\mathcal{F}$ 。虽然图 1.1 仅显示了单个绕组,而变压器及大多数旋转电机一般具有至少两个绕组,所以  $Ni$  必然要用所有绕组的安培-匝数的代数和来替换。

穿过表面  $S$  的净磁通  $\phi$  是  $\mathbf{B}$  的法线分量的面积分,因而

$$\phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a} \quad (1.3)$$

在 SI 单位制中,  $\phi$  的单位是韦伯(Wb)。

① 按照其最简单定义,磁导率可以认为是磁通密度  $\mathbf{B}$  与磁场强度  $\mathbf{H}$  的比值。

② 对磁路的更广泛的分析,参见 A. E. Fitzgerald, D. E. Higgenbotham 和 A. Grabel 的 *Basic Electrical Engineering* 第 5 版, McGraw-Hill, 1981, 第 13 章;以及麻省理工学院的 *Magnetic Circuits and Transformers*, MIT 出版社, 1965, 第 1 章到第 3 章。

式 1.2 表述为:进入或离开闭合面的净磁通(等于  $\mathbf{B}$  在该闭合面上的面积分)为 0。这等于就是说,进入围绕某一空间的表面的磁通,必然从该表面的其他部分离开此空间,因为磁力线形成闭合回线。因为几乎没有磁通从图 1.1 的磁路各边“泄漏”出去,这表明通过铁心各横截面的净磁通相同。

对这一类磁路,通常假设铁心所有横截面上的磁通密度(及对应的磁场强度)均匀且相同。此时,式 1.3 简化为简单的标量式:

$$\phi_c = B_c A_c \quad (1.4)$$

式中:  $\phi_c$  为铁心中磁通;  $B_c$  为铁心中磁通密度;  $A_c$  为铁心的横截面积。

从式 1.1 知,作用在磁路上的磁势与该磁路中磁场强度间的关系为<sup>①</sup>

$$\mathcal{F} = Ni = \oint \mathbf{H} d\mathbf{l} \quad (1.5)$$

铁心尺寸为使得任何磁力线的路径长度接近于平均铁心长度  $l_c$ 。所以,式 1.5 的线积分变为只是  $\mathbf{H}$  的大小与平均磁通路径长度  $l_c$  的标量积  $H_c l_c$ 。因而,按磁路方式,磁势和磁场强度的关系可以写为

$$\mathcal{F} = Ni = H_c l_c \quad (1.6)$$

式中,  $H_c$  是铁心中  $\mathbf{H}$  的平均值。

铁心中  $H_c$  的方向可以根据右手定则确定,可以用两种等效的方式来表述。(1)设想一个载流导体握在右手,拇指指向电流流动的方向,则四指指向该电流所产生的磁场的方向;(2)等效地,如果将图 1.1 中的线圈抓在右手(形象化来比喻),四指指向电流的方向,则拇指将指向磁场的方向。

磁场强度  $\mathbf{H}$  与磁通密度  $\mathbf{B}$  之间的关系为磁场所处材料的特性。通常假设为线性关系,因而

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1.7)$$

式中,  $\mu$  为材料的磁导率。在 SI 单位制中,  $\mathbf{H}$  以安培每米为单位,  $\mathbf{B}$  以韦伯每平方米为单位,也称为特斯拉(T),  $\mu$  以韦伯每安培·匝·米或等同为亨每米为单位。在 SI 单位制中,自由空间的磁导率为  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 。线性磁性材料的磁导率可以用其相对磁导率  $\mu_r$  来表示,其值为相对于自由空间的磁导率,即  $\mu = \mu_r \mu_0$ 。对于变压器和旋转电机中用到的材料,  $\mu_r$  的典型值范围为 2000~80000。铁磁材料的特性在 1.3 节和 1.4 节描述。目前暂且假设  $\mu_r$  为已知常数,虽然它实际上随磁通密度的大小略微有点变化。

变压器绕组绕在像图 1.1 的闭合铁心上。然而,组合有运动部件的能量转换装置,其磁路中必然有气隙。含有气隙的磁路如图 1.2 所示。当气隙长度  $g$  比邻近的铁心面的尺寸小很多时,磁通  $\phi_c$  将沿铁心和气隙所限定的路径流通,可以采用磁路分析方法。假如气隙长度变得非常大,可以观察到磁通从气隙的边缘“泄漏”,磁路分析方法将不再严格适用。

因而,倘若气隙长度  $g$  足够小,图 1.2 的结构可以按有两个串联部分的磁路来分析,两个串联部分通过相同的磁通  $\phi$ : 磁导率  $\mu$ 、横截面积  $A_c$  及平均长度  $l_c$  的磁性铁心和磁导率  $\mu_0$ 、横截面积  $A_g$  及长度  $g$  的气隙。铁心中,

<sup>①</sup> 一般而言,磁路中任一段上的磁势降都可以用该磁路段上的  $\int \mathbf{H} d\mathbf{l}$  来计算。

$$B_c = \frac{\phi}{A_c} \quad (1.8)$$

气隙中,

$$B_g = \frac{\phi}{A_g} \quad (1.9)$$

将式 1.5 用于这个磁路得到

$$\mathcal{F} = H_c l_c + H_g g \quad (1.10)$$

采用式 1.7 的线性  $B$ - $H$  关系,引出

$$\mathcal{F} = \frac{B_c}{\mu} l_c + \frac{B_g}{\mu_0} g \quad (1.11)$$

此处,  $\mathcal{F} = Ni$  为施加在磁路上的磁势。从式 1.10 看到,磁势的一部分,  $\mathcal{F}_c = H_c l_c$ , 是产生铁心中的磁场所需要的,而剩余部分,  $\mathcal{F}_g = H_g g$ , 在气隙中产生磁场。

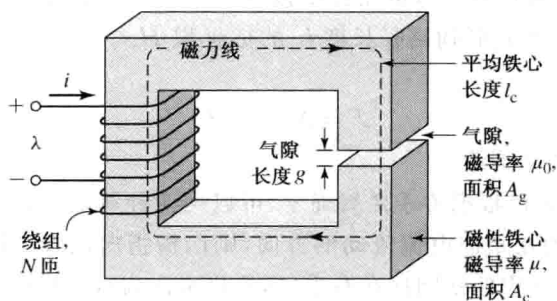


图 1.2 具有气隙的磁路

对实际磁性材料(如在 1.3 节和 1.4 节所讨论的),  $B_c$  和  $H_c$  不是简单地用一个像式 1.7 描述的已知恒值磁导率  $\mu$  来关联的。事实上,  $B_c$  常常是  $H_c$  的非线性、多值函数。因而,虽然式 1.10 继续成立,但却不能直接得到如式 1.11 那样,使磁势和磁通密度关联的简单表达式。必须用  $B_c$ - $H_c$  的非线性关系特性,或用图解法或用解析法取而代之。然而,在大多数情况下,引入材料的恒值磁导率也能得出满足工程精度要求的结果,因而常常得以采用。

根据式 1.8 和式 1.9,式 1.11 可以按照磁通  $\phi$  重写为

$$\mathcal{F} = \phi \left( \frac{l_c}{\mu A_c} + \frac{g}{\mu_0 A_g} \right) \quad (1.12)$$

式中,与磁通相乘的项分别称为铁心和气隙的磁阻( $\mathcal{R}$ ):

$$\mathcal{R}_c = \frac{l_c}{\mu A_c} \quad (1.13)$$

$$\mathcal{R}_g = \frac{g}{\mu_0 A_g} \quad (1.14)$$

因而

$$\mathcal{F} = \phi(\mathcal{R}_c + \mathcal{R}_g) \quad (1.15)$$

最后,式 1.15 可以倒过来求解磁通:

$$\phi = \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}_c + \mathcal{R}_g} \quad (1.16)$$

或者

$$\phi = \frac{\mathcal{F}}{\frac{l_c}{\mu A_c} + \frac{g}{\mu_0 A_g}} \quad (1.17)$$

一般而言,对总磁阻为 $\mathcal{R}_{\text{tot}}$ 的任何磁路,可以求出磁通为

$$\phi = \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}_{\text{tot}}} \quad (1.18)$$

与磁势相乘的项称为磁导 $\mathcal{P}$ ,它是磁阻的倒数。因而,例如,磁路的总磁导为

$$\mathcal{P}_{\text{tot}} = \frac{1}{\mathcal{R}_{\text{tot}}} \quad (1.19)$$

注意到式 1.15 及式 1.16 与电路中电流和电压间的关系类似,这种类比在图 1.3 中做了描绘。图 1.3(a)所示为一个电路,其中电压 $V$ 驱使电流 $I$ 流过电阻 $R_1$ 和 $R_2$ 。图 1.3(b)所示为图 1.2 中磁路的示意性等效表示。由此可见,磁势 $\mathcal{F}$ (类似于电路中的电压)驱使磁通 $\phi$ (类似于电路中的电流)通过铁心磁阻 $\mathcal{R}_c$ 和气隙磁阻 $\mathcal{R}_g$ 的组合。电路和磁路解之间的这种类比,常用于求取在相当复杂的磁路中磁通的简化解。

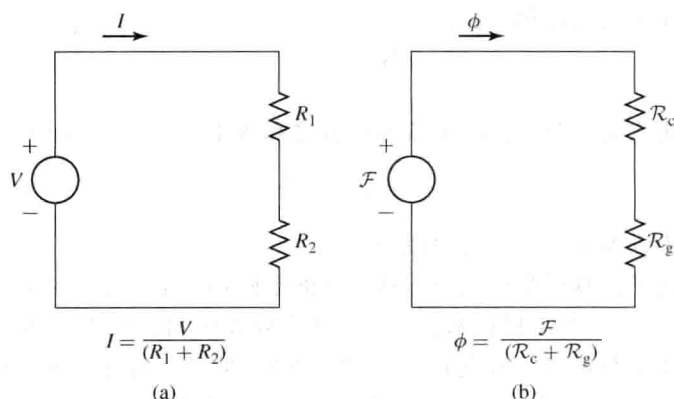


图 1.3 电路和磁路间的类比:(a)电路;(b)磁路

驱使磁通通过磁路各段所需要的磁势,通常称为该段磁路上的磁压降,与它的磁阻成正比变化(正好类似于电路中电阻性元件上的电压降)。考虑图 1.2 中的磁路。从式 1.13 可见,材料的高磁导率会引起低的铁心磁阻,常常可以使其比气隙磁阻小得多,也就是说,因为 $(\mu A_c / l_c) \gg (\mu_0 A_g / g)$ , $\mathcal{R}_c \ll \mathcal{R}_g$ ,所以 $\mathcal{R}_{\text{tot}} \approx \mathcal{R}_g$ 。这样,铁心磁阻可以忽略,就可以从式 1.16 仅根据 $\mathcal{F}$ 和气隙特性来求出磁通:

$$\phi \approx \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{R}_g} = \frac{\mathcal{F} \mu_0 A_g}{g} = Ni \frac{\mu_0 A_g}{g} \quad (1.20)$$

正如在 1.3 节将看到的,实际磁性材料磁导率不是恒值,而是随磁通量大小变化。从式 1.13 到式 1.16 可见,只要这一磁导率维持足够大,其变化将不会显著影响磁路的性能,该磁路磁阻的主要部分是气隙磁阻。

在实际系统中,如图 1.4 所描绘的,当磁力线通过气隙时,有些向外“散射”。倘若这种边缘效应不是太过分,磁路概念仍然适用。这些边缘磁场的影响是增加气隙的有效横截面积 $A_g$ 。已经探索了不同的经验方法来计及这一影响。短气隙中,采用将气隙长度加到形成横截面积的两个方向的尺寸上来修正这种边缘磁场。本书中通常忽略边缘磁场的效应。如果忽略边缘现象,则 $A_g = A_c$ 。

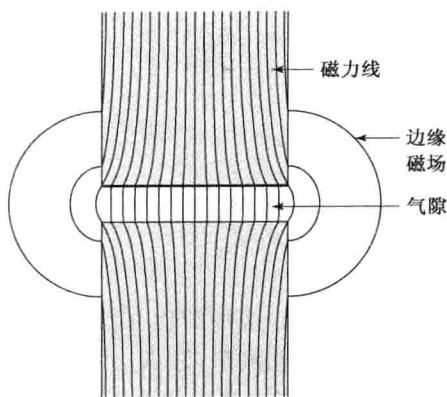


图 1.4 气隙边缘磁场

一般而言,磁路可能由多个元件串联和并联组成,为完善电路和磁路的类比,可以将式 1.5 推广为

$$\mathcal{F} = \oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \sum_k \mathcal{F}_k = \sum_k H_k l_k \quad (1.21)$$

式中: $\mathcal{F}$ 是磁势(总安培-匝数),起到驱使磁通沿磁路的闭合路径流通的作用;而 $\mathcal{F}_k = H_k l_k$ 为在该回路第 $k$ 个元件上的磁压降。这正好类比为由电压源和电阻所组成电路的基尔霍夫电压定律:

$$V = \sum_k R_k i_k \quad (1.22)$$

式中, $V$ 是源电压,驱使电流沿闭合回路流通,而 $R_k i_k$ 为该回路中第 $k$ 个电阻性元件上的电压降。

同样,与基尔霍夫电流定律类比:

$$\sum_n i_n = 0 \quad (1.23)$$

此式是说,电路中进入某一节点的净电流即电流之和等于 0。对磁路即为

$$\sum_n \phi_n = 0 \quad (1.24)$$

此式表述为,磁路中进入某一节点的净磁通为 0。

至此,已经描述了将具有简单几何形状的准静态磁场问题简化为磁路模型的基本原理。本节的目的仅限于引入一些工程技术人员在解决实际设计问题中所用到的概念和术语。必须强调,这样的想法完全基于工程观点和直觉。例如,虽然一般并非如此(参见 1.3 节),但已默认磁路中“铁心”部分的磁导率为已知恒值,且磁场完全限定在铁心和其气隙中。尽管这样的假设在许多情况下是可行的,但事实是绕组电流在铁心外也产生磁场。正如将看到的,在像变压器及旋转电机中,当将两个或更多个绕组放置在一个磁路上时,铁心外会有磁场。这类磁场,称为漏磁场。漏磁场会显著影响装置的性能,不能忽视。

**例 1.1** 图 1.2 所示的磁路有尺寸  $A_c = A_g = 9\text{cm}^2$ ,  $g = 0.050\text{cm}$ ,  $l_c = 30\text{cm}$ , 及  $N = 500$  匝。假设铁心材料的  $\mu_r = 70000$ 。(a) 求磁阻  $\mathcal{R}_c$  和  $\mathcal{R}_g$ 。对磁路工作在  $B_c = 1.0\text{T}$  情况,求(b) 磁通  $\phi$  及(c) 电流  $i$ 。

**解:**

a. 根据式 1.13 和式 1.14 可以求出磁阻:

$$\mathcal{R}_c = \frac{l_c}{\mu_r \mu_0 A_c} = \frac{0.3}{70000 \times (4\pi \times 10^{-7}) \times (9 \times 10^{-4})} = 3.79 \times 10^3 \frac{\text{A} \cdot \text{匝}}{\text{Wb}}$$

$$\mathcal{R}_g = \frac{g}{\mu_0 A_g} = \frac{5 \times 10^{-4}}{(4\pi \times 10^{-7}) \times (9 \times 10^{-4})} = 4.42 \times 10^5 \frac{\text{A} \cdot \text{匝}}{\text{Wb}}$$

b. 根据式 1.4 得

$$\phi = B_c A_c = 1.0 \times (9 \times 10^{-4}) = 9 \times 10^{-4} \text{Wb}$$

c. 根据式 1.6 及式 1.15 得

$$i = \frac{\mathcal{F}}{N} = \frac{\phi(\mathcal{R}_c + \mathcal{R}_g)}{N} = \frac{9 \times 10^{-4} \times (4.46 \times 10^5)}{500} = 0.80 \text{ A}$$

### 练习题 1.1

求例 1.1 中的磁通  $\phi$  和电流, 如果 (a) 匝数加倍到  $N=1000$  匝而磁路尺寸保持相同及 (b) 匝数等于  $N=500$  而气隙减小到  $0.040\text{cm}$ 。

答案:

a.  $\phi = 9 \times 10^{-4} \text{ Wb}$  及  $i = 0.40 \text{ A}$ 。

b.  $\phi = 9 \times 10^{-4} \text{ Wb}$  及  $i = 0.64 \text{ A}$ 。

**例 1.2** 图 1.5 所示为一同步电机的磁结构示意图。假设转子和定子铁心具有无穷大磁导率 ( $\mu \rightarrow \infty$ ), 求气隙磁通  $\phi$  及磁通密度  $B_g$ 。本例中,  $I=10\text{A}$ ,  $N=1000$  匝,  $g=1\text{cm}$ , 及  $A_g=200\text{cm}^2$ 。

解:

注意到有两个气隙串联, 总长度为  $2g$ , 由于对称, 两个气隙中磁通密度相等。由于此处假设铁心磁导率为无穷大, 其磁阻可以忽略, 可用式 1.20 (将  $g$  用总气隙长  $2g$  来替换) 求取磁通:

$$\phi = \frac{NI\mu_0 A_g}{2g} = \frac{1000 \times 10 \times (4\pi \times 10^{-7}) \times 0.02}{0.02} = 12.6 \text{ mWb}$$

及

$$B_g = \frac{\phi}{A_g} = \frac{0.0126}{0.02} = 0.630 \text{ T}$$

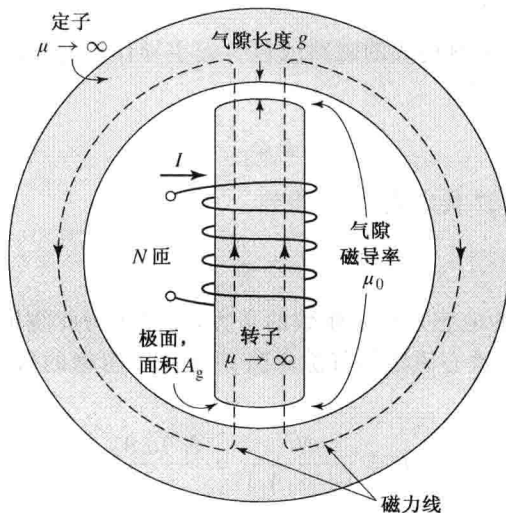


图 1.5 简单同步电机

### 练习题 1.2

对图 1.5 的磁结构, 尺寸如例 1.2 中所给出的, 观测到气隙磁通密度为  $B_g=0.9\text{T}$ 。求气隙磁通  $\phi$  以及对  $N=500$  匝的线圈, 产生这样的气隙磁通所需要的电流。

答案:  $\phi = 0.018 \text{ Wb}$  及  $i = 28.6 \text{ A}$ 。

## 1.2 磁链、电感和能量

当磁场随时间变化时,在空间产生电场,其由称为法拉第定律的另一个麦克斯韦方程来确定:

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a} \quad (1.25)$$

式 1.25 表述为:电场强度  $\mathbf{E}$  沿闭合回线  $C$  的线积分,等于匝链(即穿过)该闭合回线的磁通随时间的变化率。在具有高电导率绕组的磁结构中,如在图 1.2 中,可以证明,导线中的  $\mathbf{E}$  场极小,可以忽略,因而式 1.25 的左边简化为绕组接线端感应电压<sup>①</sup>  $e$  的负值。再者,式 1.25 右端的磁通由铁心磁通  $\phi$  主导。由于绕组(及闭合回线  $C$ )匝链铁心磁通  $N$  次,式 1.25 简化为

$$e = N \frac{d\phi}{dt} = \frac{d\lambda}{dt} \quad (1.26)$$

式中,  $\lambda$  为绕组的磁链,定义为

$$\lambda = N\phi \quad (1.27)$$

磁链以韦伯(或等同为韦伯一匝)为单位来度量。注意到已选用符号  $\phi$  来表示时变磁通的瞬时值。

一般来说,线圈的磁链等于磁通密度法线分量的面积分,积分在任何被该线圈跨过的表面上进行。注意到,感应电势  $e$  的方向由式 1.25 定义,因此,如果绕组端部被短路,电流将沿阻碍磁链变化的方向流通。

对由恒值磁导率磁性材料构成的磁路或包含起主导作用的气隙的磁路,  $\lambda$  和  $i$  之间将为线性关系,可以定义电感  $L$  为

$$L = \frac{\lambda}{i} \quad (1.28)$$

将式 1.5、式 1.18 及式 1.27 代入式 1.28 得到

$$L = \frac{N^2}{\mathcal{R}_{\text{tot}}} \quad (1.29)$$

从此式可见,磁路中绕组的电感正比于匝数的平方,反比于与此绕组关联的磁路的磁阻。

例如,根据式 1.20,在铁心磁阻与气隙磁阻相比可以忽略的假设下,图 1.2 中绕组的电感等于

$$L = \frac{N^2}{(g/\mu_0 A_g)} = \frac{N^2 \mu_0 A_g}{g} \quad (1.30)$$

电感以亨(H)或韦伯·匝每安培来度量。式 1.30 给出了电感表达式的结构参数形式,电感正比于匝数的平方、磁导率及横截面积,反比于长度。必须强调,严格来说,电感的概念需要磁通和磁势间的线性关系,因而并不严格适用于如在 1.3 节和 1.4 节所讨论的,磁性材料的非线性特性主宰磁系统性能的情况。但是,在许多实际应用场合,系统的磁阻由气隙磁阻(当然是线性的)主导,磁性材料的非线性影响可以忽略。在其他情况下,或许完全可以接

① 常采用术语电动势(emf)而不是感应电压来表示由时变磁链引起的电压分量。

受假设铁心材料磁导率取平均值,并以此来计算相应的平均电感,该电感可用于满足合理的工程精度的计算。例 1.3 说明前一种情况,例 1.4 说明后者。

**例 1.3** 图 1.6(a)的磁路,由具有无穷大磁导率磁性铁心上的  $N$  匝绕组,以及长度分别为  $g_1$  和  $g_2$ 、面积分别为  $A_1$  和  $A_2$  的两个并联气隙组成。

求(a)绕组的电感及(b)当绕组带有电流  $i$  时气隙 1 中的磁通密度  $B_1$ 。忽略气隙的边缘效应。

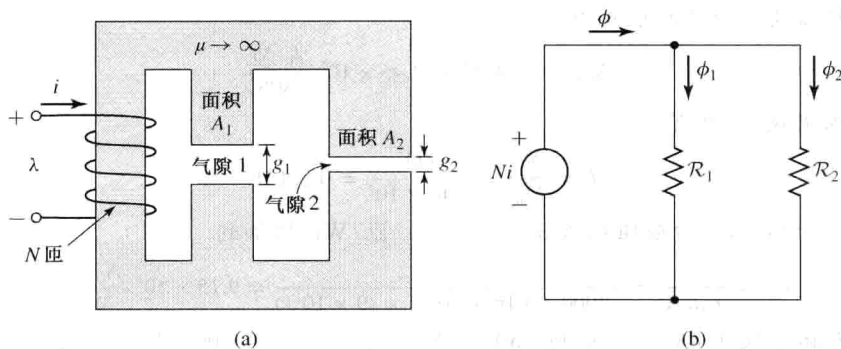


图 1.6 例 1.3 的(a)磁路及(b)磁路等效

解:

a. 图 1.6(b)的磁路等效说明,总磁阻等于两个气隙磁阻的并联合成。因而

$$\phi = \frac{Ni}{\frac{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2}{\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2}}$$

其中,

$$\mathcal{R}_1 = \frac{g_1}{\mu_0 A_1} \quad \mathcal{R}_2 = \frac{g_2}{\mu_0 A_2}$$

根据式 1.28,

$$\begin{aligned} L = \frac{\lambda}{i} &= \frac{N\phi}{i} = \frac{N^2(\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2)}{\mathcal{R}_1 \mathcal{R}_2} \\ &= \mu_0 N^2 \left( \frac{A_1}{g_1} + \frac{A_2}{g_2} \right) \end{aligned}$$

b. 从磁路等效可以看到

$$\phi_1 = \frac{Ni}{\mathcal{R}_1} = \frac{\mu_0 A_1 Ni}{g_1}$$

因而,

$$B_1 = \frac{\phi_1}{A_1} = \frac{\mu_0 Ni}{g_1}$$

**例 1.4** 在例 1.1 中,假设图 1.2 的磁路,在磁通密度 1.0T 时,铁心材料的相对磁导率为  $\mu_r = 70000$ 。

a. 在实际装置中,铁心可能用电工钢来制造,例如在 1.3 节介绍的 M-5 电工钢。这种材料严重非线性,其相对磁导率(为了本例的讨论,定义为比值  $B/H$ )从磁通密度  $B = 1.0\text{T}$  时的近似值  $\mu_r = 72300$ ,变为磁通密度升高到 1.8 T 时的值  $\mu_r = 2900$ 。在铁心钢

的相对磁导率为 72300 的假设下,计算电感。

b. 在相对磁导率等于 2900 的假设下,计算电感。

解:

a. 根据式 1.13 及式 1.14,且基于例 1.1 给出的尺寸,有

$$\mathcal{R}_c = \frac{l_c}{\mu_r \mu_0 A_c} = \frac{0.3}{72300 \times (4\pi \times 10^{-7}) \times (9 \times 10^{-4})} = 3.67 \times 10^3 \frac{\text{A} \cdot \text{匝}}{\text{Wb}}$$

而 $\mathcal{R}_g$ 维持例 1.1 中计算的值不变,为 $\mathcal{R}_g = 4.42 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{匝} / \text{Wb}$ 。

因而,铁心及气隙的总磁阻为

$$\mathcal{R}_{\text{tot}} = \mathcal{R}_c + \mathcal{R}_g = 4.46 \times 10^5 \frac{\text{A} \cdot \text{匝}}{\text{Wb}}$$

因此,根据式 1.29 有

$$L = \frac{N^2}{\mathcal{R}_{\text{tot}}} = \frac{500^2}{4.46 \times 10^5} = 0.561 \text{ H}$$

b. 对 $\mu_r = 2900$ ,铁心磁阻从值 $3.67 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{匝} / \text{Wb}$ 增加到

$$\mathcal{R}_c = \frac{l_c}{\mu_r \mu_0 A_c} = \frac{0.3}{2900 \times (4\pi \times 10^{-7}) \times (9 \times 10^{-4})} = 9.15 \times 10^4 \frac{\text{A} \cdot \text{匝}}{\text{Wb}}$$

因此,总磁阻从 $4.46 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{匝} / \text{Wb}$ 增加到 $5.34 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{匝} / \text{Wb}$ 。因而,根据式 1.29,电感从 0.561H 减小到

$$L = \frac{N^2}{\mathcal{R}_{\text{tot}}} = \frac{500^2}{5.34 \times 10^5} = 0.468 \text{ H}$$

本例说明了磁路中气隙起主导作用的线性化影响。尽管铁心磁导率减小的系数为 $72300/2900=25$ ,但电感减小的系数仅为 $0.468/0.561=0.83$ ,这完全是由于气隙的磁阻远大于铁心的磁阻。在很多情况下,通常假设电感为相应于铁心的有限恒值磁导率(或在很多场合,就假设 $\mu_r \rightarrow \infty$ )的常值。基于电感的此种描述来分析,所得到的结果通常完全在可以接受的工程精度范围内,并可以避免由模拟铁心材料非线性所引起的过分复杂化。

### 练习题 1.3

对相对磁导率 $\mu_r = 30000$ ,重做例 1.4 的电感计算。

答案: $L = 0.554 \text{ H}$ 。

例 1.5 用 MATLAB<sup>①</sup>绘出例 1.1 及图 1.2 磁路的电感随铁心磁导率变化的曲线,范围为 $100 \leq \mu_r \leq 100000$ 。

解:

以下为 MATLAB 源程序:

```
clc
clear
% Permeability of free space
mu0 = pi*4.e-7;

% All dimensions expressed in meters
```

① MATLAB 是 MathWorks, Inc., 3 Apple Hill Drive, Natick, MA 01760, <http://www.mathworks.com> 的注册商标。有 MATLAB 学生版可供选用。

```
Ac = 9e-4; Ag = 9e-4; g = 5e-4; lc = 0.3;
N = 500;
```

```
% Reluctance of air gap
```

```
Rg = g/(mu0*Ag);
```

```
mur = 1:100:100000;
```

```
Rc = lc./(mur*mu0*Ac);
```

```
Rtot = Rg+Rc;
```

```
L = N^2./Rtot;
```

```
plot(mur,L)
```

```
xlabel('Core relative permeability')
```

```
ylabel('Inductance[H]')
```

最终绘图结果如图 1.7 所示。注意到,本图清楚地确认,对本例的磁路,直到相对磁导率降低到 1000 前,电感对于相对磁导率极不敏感。因而,只要铁心的有效相对磁导率“大”(本例中大于 1000),铁心材料特性的任何非线性将不会影响电感器的端部特性。

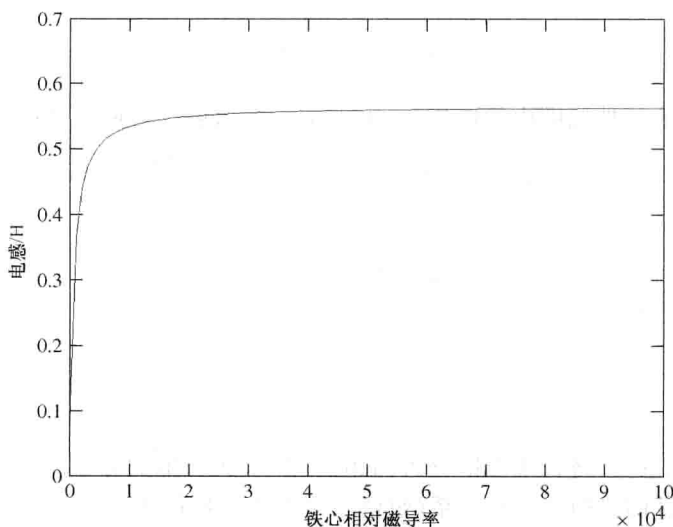


图1.7 用 MATLAB 绘出的例 1.5 的电感与相对磁导率的关系图

#### 练习题 1.4

编写 MATLAB 程序,绘出例 1.1 的磁路在  $\mu_r=70000$ ,当气隙从 0.01cm 到 0.10cm 变化时,电感随气隙长度变化的曲线。

图 1.8 所示为具有一个气隙及两个绕组的磁路。此时,注意到作用在磁路上的磁势,由作用在磁路上的总安培—匝数(即两个绕组的净安培—匝数)提供,电流的参考方向已取为沿相同方向产生磁通。因此,总磁势为

$$\mathcal{F} = N_1 i_1 + N_2 i_2 \quad (1.31)$$

根据式 1.20,由于忽略铁心的磁阻及假设  $A_c = A_g$ ,则铁心磁通  $\phi$  为

$$\phi = (N_1 i_1 + N_2 i_2) \frac{\mu_0 A_c}{g} \quad (1.32)$$

式 1.32 中,  $\phi$  为由两个绕组的总磁势产生的合成铁心磁通, 正是该合成磁通  $\phi$  决定铁心材料的工作点。

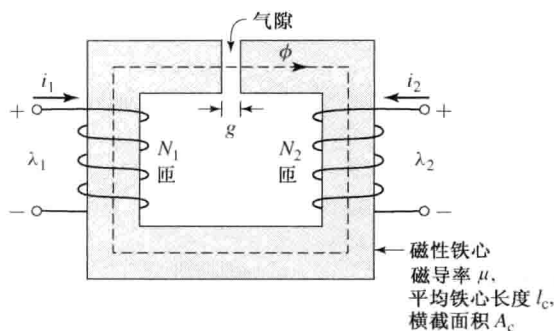


图 1.8 具有两个绕组的磁路

如果将式 1.32 拆分为与各自电流相应的项, 则线圈 1 的最终磁链可以表示为

$$\lambda_1 = N_1 \phi = N_1^2 \left( \frac{\mu_0 A_c}{g} \right) i_1 + N_1 N_2 \left( \frac{\mu_0 A_c}{g} \right) i_2 \quad (1.33)$$

上式可以写为

$$\lambda_1 = L_{11} i_1 + L_{12} i_2 \quad (1.34)$$

式中,

$$L_{11} = N_1^2 \frac{\mu_0 A_c}{g} \quad (1.35)$$

为线圈 1 的自感,  $L_{11} i_1$  为由线圈 1 自身电流  $i_1$  引起的磁链。线圈 1 和线圈 2 之间的互感为

$$L_{12} = N_1 N_2 \frac{\mu_0 A_c}{g} \quad (1.36)$$

而  $L_{12} i_2$  为线圈 1 由其他线圈中的电流  $i_2$  引起的磁链。同样, 线圈 2 的磁链为

$$\lambda_2 = N_2 \phi = N_1 N_2 \left( \frac{\mu_0 A_c}{g} \right) i_1 + N_2^2 \left( \frac{\mu_0 A_c}{g} \right) i_2 \quad (1.37)$$

或者

$$\lambda_2 = L_{21} i_1 + L_{22} i_2 \quad (1.38)$$

式中,  $L_{21} = L_{12}$  为互感, 而

$$L_{22} = N_2^2 \frac{\mu_0 A_c}{g} \quad (1.39)$$

为线圈 2 的自感。

重要的是要注意到, 将合成磁链分解为由  $i_1$  和  $i_2$  所产生的分量, 是基于各自作用的叠加, 因而隐含着线性的磁通—磁势关系(恒值磁导率的材料特性)。

将式 1.28 代入式 1.26 得到

$$e = \frac{d}{dt}(Li) \quad (1.40)$$

此式针对具有单个绕组的磁路。对静态磁路, 电感固定(假设材料非线性不会引起电感变化), 此式简化为熟悉的电路理论形式:

$$e = L \frac{di}{dt} \quad (1.41)$$

然而, 在机电能量转换装置中, 电感常常为时变的, 式 1.40 必须写为

$$e = L \frac{di}{dt} + i \frac{dL}{dt} \quad (1.42)$$

注意到, 对有多个绕组的情况, 式 1.26 中必须采用每个绕组的总磁链, 来求取绕组端电压。

磁路上绕组端部的功率, 是通过该特定绕组流入磁路的能量速率的度量。功率  $p$ , 由电

压和电流的乘积来确定:

$$p = ie = i \frac{d\lambda}{dt} \quad (1.43)$$

其单位为瓦特(W),或焦耳每秒。因而,磁路中磁储能在  $t_1$  到  $t_2$  时间段的变化  $\Delta W$  为

$$\Delta W = \int_{t_1}^{t_2} p dt = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} i d\lambda \quad (1.44)$$

在 SI 单位制中,磁储能  $W$  以焦耳(J)为单位来度量。

对恒定电感的单绕组系统,当磁链从  $\lambda_1$  变为  $\lambda_2$  时,磁储能的变化可以写为

$$\Delta W = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} i d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\lambda}{L} d\lambda = \frac{1}{2L} (\lambda_2^2 - \lambda_1^2) \quad (1.45)$$

在任意给定  $\lambda$  值下的总磁储能可以通过令  $\lambda_1$  等于 0 来求出:

$$W = \frac{1}{2L} \lambda^2 = \frac{L}{2} i^2 \quad (1.46)$$

**例 1.6** 对例 1.1(见图 1.2)的磁路,求取(a)电感  $L$ ; (b)  $B_c = 1.0 \text{ T}$  时的磁储能  $W$  及(c)形式为  $B_c = 1.0 \sin \omega t$  T 的 60 Hz 时变铁心磁通的感应电势  $e$ , 其中  $\omega = (2\pi) \times (60) = 377 \text{ rad/s}$ 。

**解:**

a. 根据式 1.16 和式 1.28 及例 1.1 有

$$\begin{aligned} L &= \frac{\lambda}{i} = \frac{N\phi}{i} = \frac{N^2}{\mathcal{R}_c + \mathcal{R}_g} \\ &= \frac{500^2}{4.46 \times 10^5} = 0.56 \text{ H} \end{aligned}$$

应注意到铁心磁阻远小于气隙磁阻( $\mathcal{R}_c \ll \mathcal{R}_g$ )。因而,从合理的近似来说,电感由气隙磁阻所主导,即

$$L \approx \frac{N^2}{\mathcal{R}_g} = 0.57 \text{ H}$$

b. 从例 1.1 看到,当  $B_c = 1.0 \text{ T}$  时,  $i = 0.80 \text{ A}$ 。因而,根据式 1.46 有

$$W = \frac{1}{2} Li^2 = \frac{1}{2} \times 0.56 \times 0.80^2 = 0.18 \text{ J}$$

c. 根据式 1.26 及例 1.1 有

$$\begin{aligned} e &= \frac{d\lambda}{dt} = N \frac{d\phi}{dt} = N A_c \frac{dB_c}{dt} \\ &= 500 \times (9 \times 10^{-4}) \times (377 \times 1.0 \cos(377t)) \\ &= 170 \cos(377t) \text{ V} \end{aligned}$$

### 练习题 1.5

对  $B_c = 0.8 \text{ T}$  重做例 1.6, 且假设铁心磁通以 50 Hz 而不是 60 Hz 变化。

**答案:**

a. 电感  $L$  未变。

b.  $W = 0.115 \text{ J}$ 。

c.  $e = 113 \cos(314t) \text{ V}$ 。

### 1.3 磁性材料的特性

就机电能量转换装置而论,磁性材料的重要性有两点。通过采用磁性材料,就有可能以相对低的磁化力来获取高的磁通密度。由于随着磁通密度的增加,磁力和能量密度增加,这一效应对能量转换装置的工作性能至关重要。

再者,磁性材料可用于沿精心确立的路径来束缚及导向磁场。在变压器中,磁性材料用来最大限度地使绕组间匝链,也降低变压器运行所需要的励磁电流。在电机中,磁性材料用于定形磁场,以获得所期望的转矩产生和端部电特性。因而,知识渊博的设计人员能利用磁性材料来得到满足特殊需要的装置特性。

铁磁材料,一般是由铁或铁与钴、钨、镍、铝及其他金属的合金构成,迄今为止是最通用的磁性材料。虽然这些材料的性能差异很大,但决定其性能的基本现象对它们却是共同的。

研究发现,铁磁材料由许许多多的磁畴构成(磁畴即区域),其中所有原子的磁矩平行,使磁畴产生净磁矩。在未磁化的材料样品中,所有磁畴的磁矩随意取向,材料中由此而引起的净磁通为0。

当外部磁化力施加到这一材料时,磁畴的磁矩趋于沿施加的磁场排列。其结果是,磁畴的磁矩附加到施加的磁场上,产生比磁化力单独作用所引起的磁通更大的磁通密度值。因而,有效磁导率 $\mu$ ,其等于总磁通密度与所加磁场强度的比值,比自由空间的磁导率 $\mu_0$ 要大。随着磁化力的增加,这一现象会继续,直到所有的磁矩沿施加的磁场排列。此时,磁畴将不再能使磁通密度增加,也就是说材料完全饱和。

在没有外部施加磁化力时,磁畴磁矩沿着与磁畴的晶体结构相关的一定方向,称易磁化轴,自然排列。因而,如果施加的磁化力减小,磁畴磁矩将沿着距离所施加磁场方向最近的易磁化方向释放。其结果是,当施加的磁场减小到0时,虽然磁畴将趋于沿其初始方向释放,但磁偶极子力矩将不再是完全随意地沿着自己的方向,它们将保留一个沿所施加磁场方向的净磁化分量。这一效应,正是造成所谓的磁滞现象的原因。

由于这一磁滞效应,铁磁材料 $B$ 和 $H$ 之间的关系就是非线性的和多值的。一般而言,材料的特性无法解析描述。通常是以绘图的形式,用一系列按经验确定的曲线给出。曲线基于采用美国测试与材料协会(ASTM)规定的方法<sup>①</sup>,对材料试样测试获得。

用于描述磁性材料的最常用曲线为 $B-H$ 曲线或磁滞回线。图1.9所示为M-5钢的一簇磁滞回线的第一象限和第二象限(相应于 $B \geq 0$ ),M-5钢是用于电气设备的典型有取向电工钢。这些回线显示了磁通密度 $B$ 和磁化力 $H$ 之间的关系。各条曲线是通过在一固定大小的相等正值与负值间,循环改变所施加的磁化力来获得的。磁滞使得这些曲线具有多值性。经几个循环, $B-H$ 曲线形成所示的闭合回线。箭头显示随着 $H$ 的增加和减小, $B$ 所遵循的路线。注意到,随着 $H$ 量值的增加,当材料趋于饱和时,曲线开始变平。可以看出,在大约1.7T的磁通密度下,这一材料严重饱和。

<sup>①</sup> 众多磁性材料的数据资料可从制造商处获得。在用这样的数据时,可能会由于采用了不同的单位制而引起一个问题。例如,磁化力可能以奥斯特(Oersteds)或安培·匝每米给出,磁通密度以高斯(Gauss)、千高斯,或特斯拉(T)给出。附录D中给出了几个有用的转换系数。提醒读者,本书的公式建立在SI单位制上。

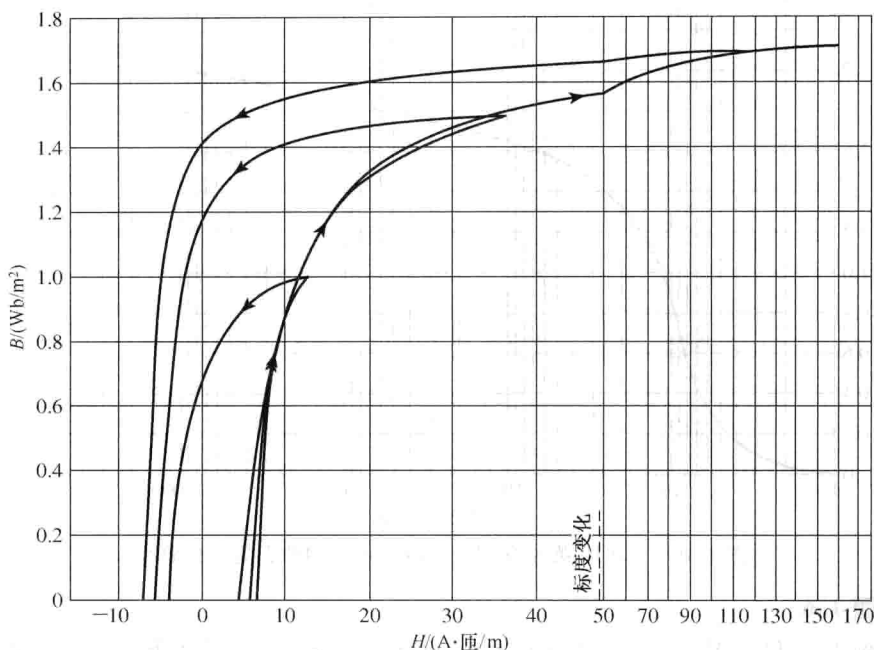


图 1.9 0.012 英寸<sup>①</sup>厚 M-5 有取向电工钢的  $B$ - $H$  回线, 这里仅画出回线的上半部分

也注意到, 当  $H$  从其最大值到 0 减小时, 磁通密度减小但不会到 0, 这是如上描述的磁畴磁矩取向的释放结果。其结果是, 当  $H$  为 0 时, 留有剩磁。

值得庆幸的是, 对许多工程应用来说, 用单值曲线描述材料已足够了, 单值曲线用绘出在磁滞回线顶点的  $B$  和  $H$  最大值的轨迹得到, 称为直流磁化曲线或基本磁化曲线。M-5 有取向电工钢的直流磁化曲线示于图 1.10。直流磁化曲线忽略了材料的磁滞本质, 但仍清楚地展示了其非线性特性。

**例 1.7** 假设例 1.1 中铁心材料为 M-5 电工钢, 其有图 1.10 中的直流磁化曲线。求产生  $B_c = 1\text{T}$  所需要的电流  $i$ 。

**解:**

从图 1.10 读出  $B_c = 1\text{T}$  的  $H_c$  为

$$H_c = 11 \text{ A} \cdot \text{匝} / \text{m}$$

铁心路径的磁压降为

$$\mathcal{F}_c = H_c l_c = 11 \times 0.3 = 3.3 \text{ A} \cdot \text{匝}$$

忽略边缘效应,  $B_g = B_c$  且气隙上的磁压降为

$$\mathcal{F}_g = H_g g = \frac{B_g g}{\mu_0} = \frac{1 \times (5 \times 10^{-4})}{4\pi \times 10^{-7}} = 396 \text{ A} \cdot \text{匝}$$

所需要的电流为

$$i = \frac{\mathcal{F}_c + \mathcal{F}_g}{N} = \frac{399}{500} = 0.80 \text{ A}$$

① 1 英寸 = 2.54 cm ——编者注。

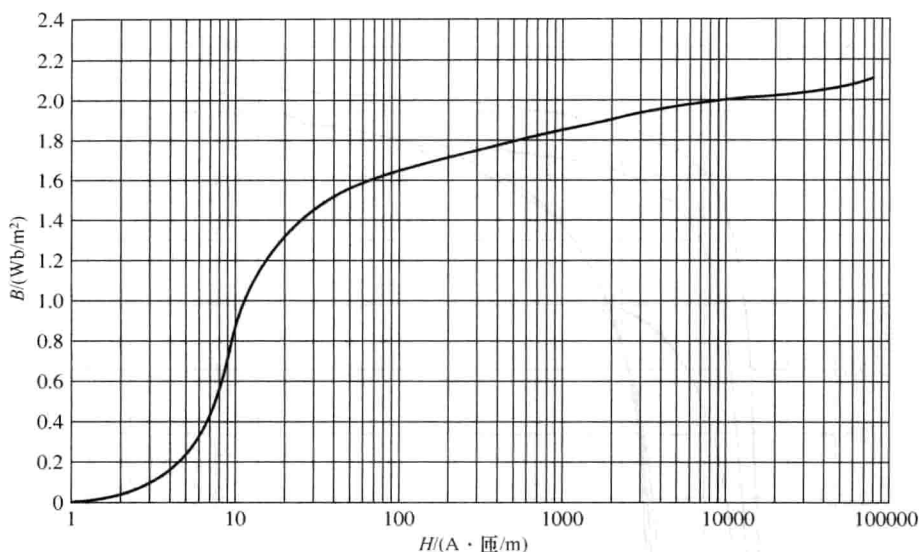


图 1.10 0.012 英寸厚 M-5 有取向电工钢的直流磁化曲线

### 练习题 1.6

重做例 1.7, 但求  $B_c = 1.6 \text{ T}$  时的电流  $i$ 。电流必须按怎样的系数增加以引起磁通以 1.6 倍系数增加?

答案:

可见, 电流  $i$  将为  $1.302 \text{ A}$ 。因而, 电流应当以系数  $1.302/0.8 = 1.63$  增加。因为气隙磁阻占统治地位, 尽管铁心在  $1.6 \text{ T}$  磁通密度下开始显著饱和, 这一系数仅稍微超过磁通密度增加的分数的。

## 1.4 交流励磁

在交流电力系统中, 电压和磁通的波形非常接近于时间的正弦函数。本节描述在这样的运行条件下, 磁性材料与交流稳态工作相关的励磁特性和损耗。采用闭合铁心即没有气隙的磁路作为模型, 就像图 1.1 中所示的磁路。磁路长度为  $l_c$ , 贯穿整个铁心长度的横截面积均为  $A_c$ 。此外, 假设铁心磁通  $\varphi(t)$  正弦变化, 因此

$$\varphi(t) = \phi_{\max} \sin \omega t = A_c B_{\max} \sin \omega t \quad (1.47)$$

式中,  $\phi_{\max}$  为铁心磁通  $\varphi$  的幅值, 单位为韦伯;  $B_{\max}$  为磁通密度  $B_c$  的幅值, 单位为特斯拉;  $\omega$  为角频率,  $\omega = 2\pi f$ ;  $f$  为频率, 单位为 Hz。

根据式 1.26, 在  $N$  匝的绕组中感应的电势为

$$e(t) = \omega N \phi_{\max} \cos \omega t = E_{\max} \cos \omega t \quad (1.48)$$

式中,

$$E_{\max} = \omega N \phi_{\max} = 2\pi f N A_c B_{\max} \quad (1.49)$$

在稳态交流运行中, 通常更感兴趣的是电压和电流的均方根值或 rms 值(有效值), 而不是瞬时值或最大值。一般来说, 周期为  $T$  的周期性时间函数  $f(t)$  的有效值定义为

$$F_{\text{rms}} = \sqrt{\left(\frac{1}{T} \int_0^T f^2(t) dt\right)} \quad (1.50)$$

根据式 1.50 可以得出,正弦波的有效值为其峰值的  $1/\sqrt{2}$  倍。因而,感应电势的有效值为

$$E_{\text{rms}} = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} f N A_c B_{\text{max}} = \sqrt{2} \pi f N A_c B_{\text{max}} \quad (1.51)$$

在铁心中产生磁通  $\varphi(t)$  就需要励磁电流  $i_\varphi(t)$ , 对应于励磁磁势  $N i_\varphi(t)$ ①。因为铁心的非线性磁特性,与正弦波铁心磁通相对应的励磁电流就将是非正弦波。励磁电流随时间变化的函数曲线,可以用如图 1.11(a) 所描绘的作图法,从铁心材料的磁特性求得。由于  $B_c$  和  $H_c$  通过已知几何常数与  $\varphi$  和  $i_\varphi$  相关联,因而根据  $\varphi = B_c A_c$  和  $i_\varphi = H_c l_c / N$  绘出图 1.11(b) 中的交流磁滞回线。与式 1.47 和式 1.48 相匹配,感应电势  $e$  及磁通  $\varphi$  的正弦波形示于图 1.11(a)。

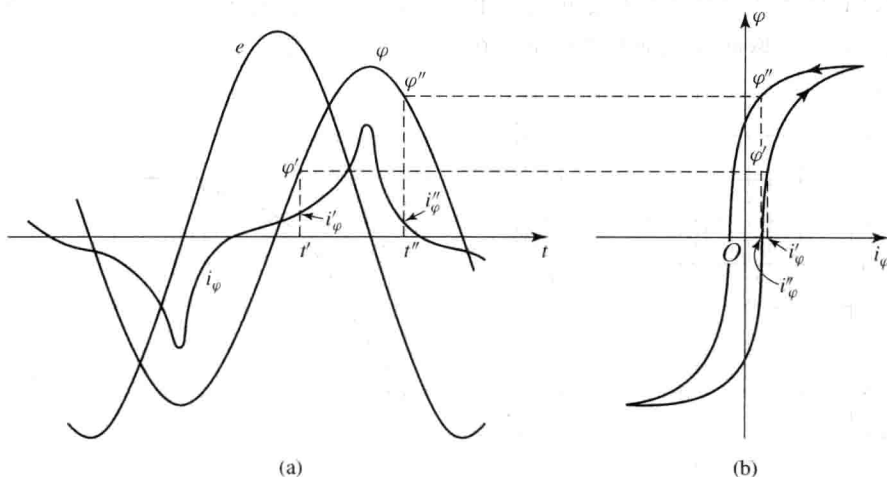


图 1.11 励磁现象: (a) 电势、磁通和励磁电流; (b) 相应的磁滞回线

在任意给定时刻,相应于给定磁通值的  $i_\varphi$  值,可以直接从磁滞回线求得。例如,在时刻  $t'$ ,磁通为  $\varphi'$  而电流为  $i'_\varphi$ ; 在时刻  $t''$ ,相应的值为  $\varphi''$  和  $i''_\varphi$ 。注意到,由于磁滞回线是多值的,就需要留心从磁滞回线的磁通上升段取上升的磁通值(图中  $\varphi'$ ); 同样,必须选择磁滞回线的磁通下降段来取下降的磁通值(图中  $\varphi''$ )。

注意到,因为磁滞回线由于饱和效应而“变平”,励磁电流的波形为尖顶状,其有效值  $I_{\varphi, \text{rms}}$  由式 1.50 来定义,式中  $T$  为循环的周期。 $I_{\varphi, \text{rms}}$  与相应的  $H_c$  的有效值  $H_{\text{rms}}$  由下式相联系:

$$I_{\varphi, \text{rms}} = \frac{l_c H_{\text{rms}}}{N} \quad (1.52)$$

铁心材料的交流励磁特性,经常是用有效值伏安数(视在功率,励磁容量),而不是关联  $B$  和  $H$  的磁化曲线来描述的。在这一表述背后所隐藏的理论可以通过将式 1.51 和式 1.52 结合来进行解释。根据式 1.51 和式 1.52 知,将图 1.1 的铁心励磁到特定磁通密度所需要

① 更一般地,对有多个绕组的系统,励磁磁势为作用在磁路中产生磁通的净安培·匝数。

的有效值伏安数(视在功率)等于

$$\begin{aligned} E_{\text{rms}} I_{\varphi, \text{rms}} &= \sqrt{2} \pi f N A_c B_{\text{max}} \frac{l_c H_{\text{rms}}}{N} \\ &= \sqrt{2} \pi f B_{\text{max}} H_{\text{rms}} (A_c l_c) \end{aligned} \quad (1.53)$$

在式 1.53 中,乘积  $A_c l_c$  可以想象是等于铁心的体积,因而可以看出,用正弦波对铁心励磁所需要的有效值励磁伏安数正比于励磁频率、铁心体积以及磁通密度峰值与磁场强度有效值的乘积。对质量密度  $\rho_c$  的磁性材料,铁心质量为  $A_c l_c \rho_c$ ,则有效值励磁伏安每单位质量  $S_a$  可以表示为

$$S_a = \frac{E_{\text{rms}} I_{\varphi, \text{rms}}}{\text{质量}} = \sqrt{2} \pi f \left( \frac{B_{\text{max}} H_{\text{rms}}}{\rho_c} \right) \quad (1.54)$$

注意到,以此方式规格化后,有效值励磁伏安仅由  $B_{\text{max}}$  决定,因为在任意给定频率  $f$  下,  $B_{\text{max}}$  通过材料磁滞回线的形状确定  $H_{\text{rms}}$  的唯一值。因而,磁性材料的交流励磁需求量,常常由制造商以有效值伏安每单位质量的形式提供,这是对材料的闭合铁心样品通过实验室测试确定的。M-5 有取向电工钢的测试结果在图 1.12 中给出。

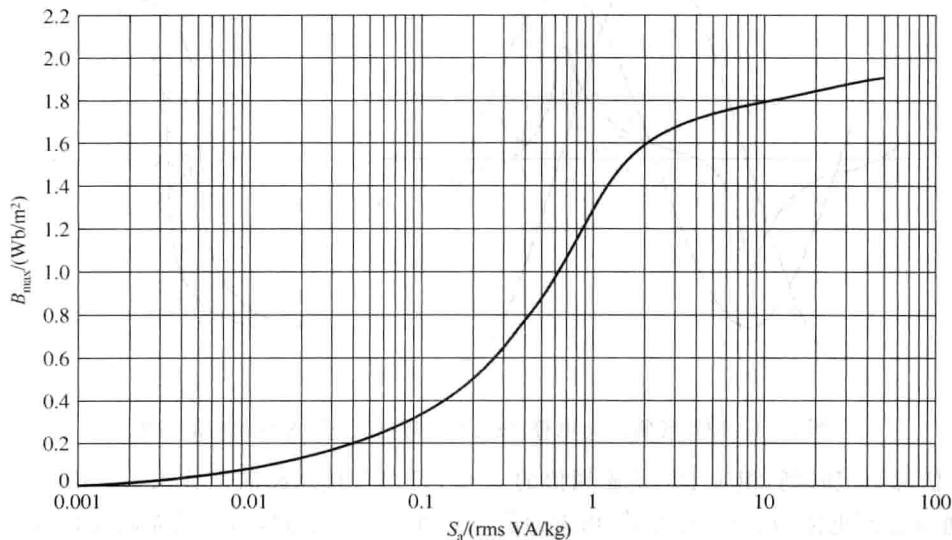


图 1.12 0.012 英寸厚 M-5 有取向电工钢在 60Hz 下的每千克有效值励磁伏安数

励磁电流提供产生铁心磁通所需要的磁势,以及与铁心磁场中能量相关的功率输入。部分能量以损耗方式被消耗,引起铁心发热。其余能量以无功功率出现,与磁场中能量存储有关。这一无功功率在铁心中不消耗,而是由励磁电源循环供给和吸收。

在磁性材料中,产生与时变磁通有关的损耗有两个机理。第一个损耗产生机理归咎于磁性材料的磁滞本性。正如已经讨论过的,在像图 1.1 那样的磁路中,时变励磁将引起磁性材料经受由磁滞回线所描绘的循环变化,如图 1.13 所示。

式 1.44 可用于计算当材料经历一个循环时,图 1.1 磁性铁心的输入能量  $W$ :

$$W = \oint i_{\varphi} d\lambda = \oint \left( \frac{H_c l_c}{N} \right) (A_c N dB_c) = A_c l_c \oint H_c dB_c \quad (1.55)$$

已知  $A_c l_c$  是铁心的体积,积分是交流磁滞回线的面积,可以看出,磁性材料每经历一个循环

变化,就有净能量输入到材料。这个能量用来移动材料中的磁偶极子,以发热方式在材料中耗散掉了。因而,对给定磁通量,相应的磁滞损耗正比于磁滞回线的面积和材料的总体积。由于每一个循环都有能量损失,所以磁滞引起的功率损耗正比于所施加的励磁频率。

第二个损耗产生机理是欧姆发热损耗,与铁心材料中的感应电流有关。根据法拉第定律(式 1.25)可知,时变磁场引起电场。在磁性材料中,这些电场导致感应电流,通常称为涡流,感应电流在铁心材料中形成环流并反抗材料中磁通密度的改变。为抵消相应的去磁作用,励磁绕组的电流必然增加。因而,交流状态下由此引起的“动态” $B$ - $H$  回线,比缓慢变化情况的磁滞回线稍微“丰满”一些,且当励磁频率增加时,这一效应也增加。正是由于这一原因,电工钢的特性随频率改变。因此,制造商一般会提供某一特定电工钢在所预期的工作频率范围的典型特性。例如,注意到图 1.12 明确说明是在频率 60Hz 下的励磁有效值伏安。

为减小涡流的影响,磁结构通常由磁性材料的薄片或者叠片做成。这些叠片沿磁力线的方向排列,相互之间用其表面的氧化层,或者用绝缘珐琅或清漆的薄涂层来绝缘。这样,由于绝缘层切断了电流路径,就大大减小了涡流的值;叠片越薄,损耗越低。通常近似认为,涡流损耗按励磁频率的平方增加,也按峰值磁通密度的平方增加。

一般而言,铁心损耗取决于材料的冶炼技术、磁通密度和频率。有关铁心损耗的资料一般以图形方式给出。图以瓦特每单位质量随磁通密度变化的函数形式绘出,通常会给出不同频率的曲线簇。图 1.14 所示为 M-5 有取向电工钢在 60Hz 下的铁心损耗密度  $P_c$  的曲线。

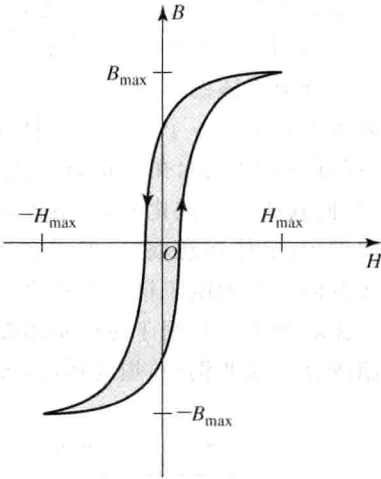


图 1.13 磁滞回线;磁滞损耗正比于回线面积(阴影部分)

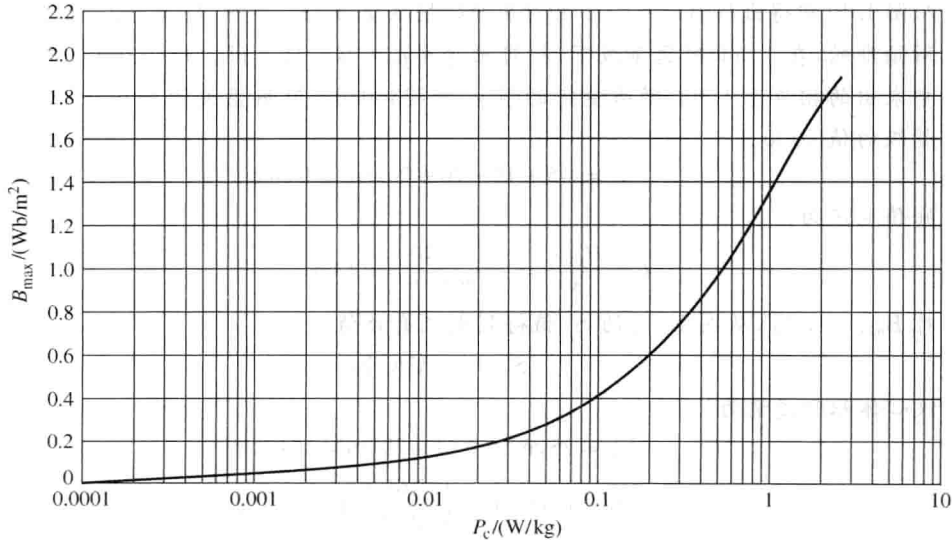


图 1.14 0.012 英寸厚 M-5 有取向电工钢在 60Hz 下以瓦特每千克为单位的铁心损耗密度

几乎所有的变压器,以及电机的某些部件都采用薄钢片材料。材料有非常良好的磁化取向,沿该方向,铁心损耗低而磁导率高,此类材料称为有取向钢。这一特性的原因在于硅-铁合金晶体的原子结构,它是一个体心立方体,每个立方体在每个角上各有一个原子,立方体中心也有一个。在立方体中,易磁化轴为立方体的边;立方体表面的对角线较难磁化,穿过立方体的对角线最难磁化。采用适当的制造技术,大部分立方晶体的边沿轧制方向排列,使其成为良磁化方向,沿该方向的性能在铁心损耗及磁导率方面均超过无取向钢。无取向钢中,晶体随意取向,形成在所有方向具有相同特性的材料。因此,有取向电工钢可以比无取向等级的电工钢工作在更高磁通密度下。

无取向电工钢用于磁通不沿按轧制方向所取的路径流通,或低价格是重要考虑因素的应用场合。这些钢中,损耗稍高,而磁导率比有取向钢低得多。

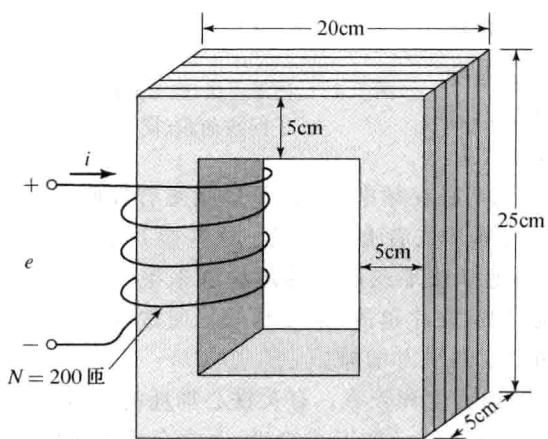


图 1.15 例 1.8 中带绕组的叠片铁心

**例 1.8** 图 1.15 中的磁性铁心,用 M-5 有取向电工钢的叠片制成。绕组用 60Hz 电压励磁,以在钢中产生  $B=1.5\sin\omega t$  T 的磁通密度,其中,  $\omega=2\pi 60\approx 377$  rad/s。钢占铁心横截面积的 0.94。钢的质量密度为  $7.65\text{g/cm}^3$ 。求(a)所加的电压;(b)峰值电流;(c)励磁电流有效值;(d)铁心损耗。

**解:**

a. 根据式 1.26,电压为

$$\begin{aligned} e &= N \frac{d\varphi}{dt} = N A_c \frac{dB}{dt} \\ &= 200 \times 25 \text{ cm}^2 \times 0.94 \times 1.5 \times 377 \cos(377t) \\ &= 266 \cos(377t) \text{ V} \end{aligned}$$

b. 从图 1.10 中得出与  $B_{\max}=1.5\text{ T}$  相对应的磁场强度为  $H_{\max}=36\text{ A}\cdot\text{匝}/\text{m}$ 。注意到,正如所预期的,在  $1.5\text{ T}$  磁通量级下,相对磁导率  $\mu_r=B_{\max}/(\mu_0 H_{\max})=33000$ ,比在例 1.4 中求出的相应于  $1.0\text{ T}$  磁通量级的值  $\mu_r=72300$  小,但明显大于相应于  $1.8\text{ T}$  磁通量级的值 2900。

$$l_c = (15 + 15 + 20 + 20) \text{ cm} = 0.70 \text{ m}$$

峰值电流为

$$I = \frac{H_{\max} l_c}{N} = \frac{36 \times 0.70}{200} = 0.13 \text{ A}$$

c. 对  $B_{\max}=1.5\text{ T}$ ,从图 1.12 的  $S_a$  值得到电流有效值。

$$S_a = 1.5 \text{ VA/kg}$$

铁心体积和质量为

$$\text{Vol}_c = 25 \text{ cm}^2 \times 0.94 \times 70 \text{ cm} = 1645 \text{ cm}^3$$

$$M_c = 1645 \text{ cm}^3 \times \left( \frac{7.65 \text{ g}}{1.0 \text{ cm}^3} \right) = 12.6 \text{ kg}$$

总有效值伏安及电流为

$$S = 1.5 \text{ VA/kg} \times 12.6 \text{ kg} = 18.9 \text{ VA}$$

$$I_{\varphi, \text{rms}} = \frac{S}{E_{\text{rms}}} = \frac{18.9}{266/\sqrt{2}} = 0.10 \text{ A}$$

d. 从图 1.14 得到铁心损耗密度为  $P_c = 1.2 \text{ W/kg}$ 。总铁心损耗为

$$P_{\text{core}} = 1.2 \text{ W/kg} \times 12.6 \text{ kg} = 15.1 \text{ W}$$

### 练习题 1.7

对  $B = 1.0 \sin \omega t \text{ T}$  的 60Hz 电压, 重做例 1.8。

答案:

a.  $V = 177 \cos 377t \text{ V}$ 。

b.  $I = 0.042 \text{ A}$ 。

c.  $I_{\varphi} = 0.041 \text{ A}$ 。

d.  $P_c = 6.5 \text{ W}$ 。

## 1.5 永 磁 体

图 1.16(a) 所示为典型永磁材料铝镍钴合金 Alnico 5 的磁滞回线的第二象限, 而图 1.16(b) 所示为 M-5 钢的磁滞回线的第二象限<sup>①</sup>。注意到, 这些曲线本质上相似。然而, Alnico 5 的磁滞回线表现出大的剩余磁通密度或剩磁  $B_r$  (约为 1.22T), 以及大的矫顽磁力值  $H_c$  (大约为 -49kA/m)。

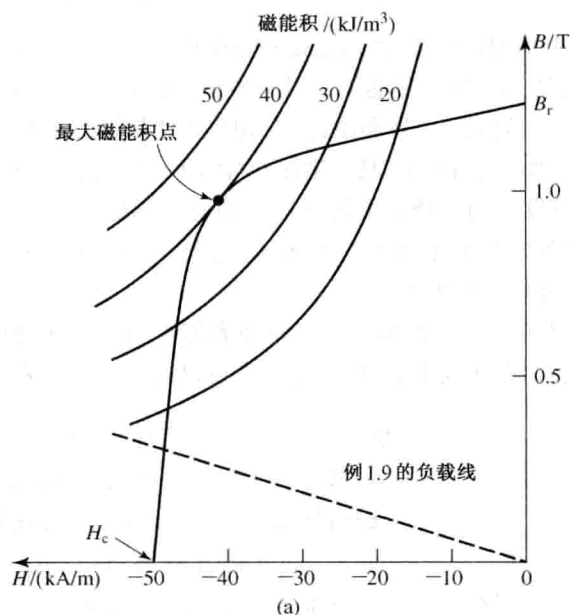


图 1.16 (a) Alnico 5 磁滞回线的第二象限; (b) M-5 电工钢磁滞回线的第二象限; (c) M-5 电工钢磁滞回线在小的  $B$  值下的放大

① 为得到剩磁的最大值, 图 1.16 的磁滞回线是假设材料用足够磁势励磁, 以确保其严重饱和而得到的。在 1.6 节中将进一步讨论这点。

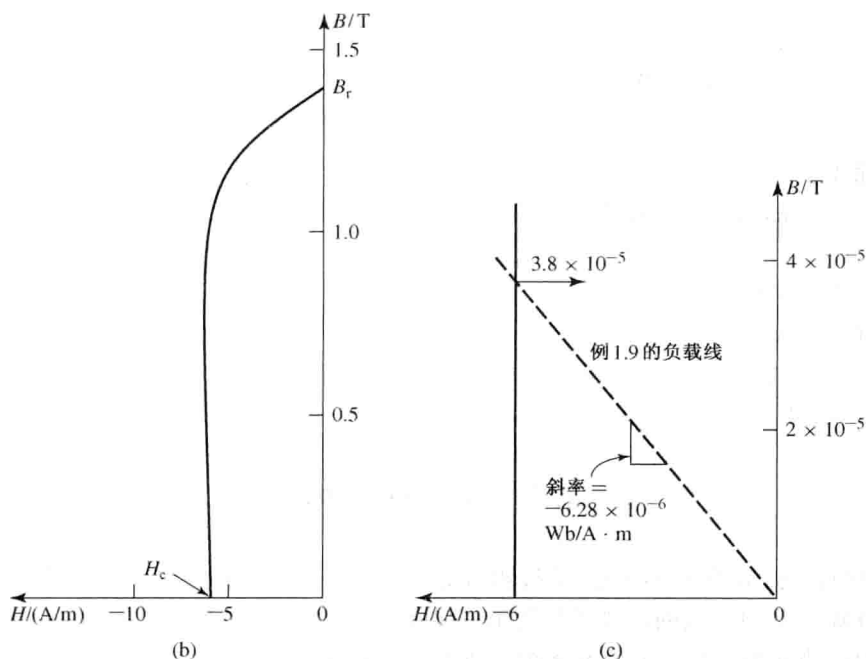


图 1.16(续) (a) Alnico 5 磁滞回线的第二象限; (b) M-5 电工钢磁滞回线的第二象限; (c) M-5 电工钢磁滞回线在小的  $B$  值下的放大

剩磁  $B_r$  对应于, 如果施加的磁势(因而也是磁场强度  $H$ )减小到 0, 在一段此种材料中所残留的磁通密度。然而, 虽然 M-5 电工钢也有大的剩磁值(大约为  $1.4\text{T}$ ), 但其矫顽磁力值却小得多(大约为  $-6\text{A/m}$ , 小 7500 倍以上)。矫顽磁力  $H_c$  相应于使材料磁通密度减小到 0 所需要的磁场强度(正比于磁势)。正如将会看到的, 某一磁性材料的矫顽磁力越低, 它就越容易被退磁。

剩磁的意义在于, 当没有例如绕组电流所产生的外部励磁存在时, 它也能在磁路中产生磁通。对用小磁体把便条贴在电冰箱上的人来说, 这是一个很熟悉的现象。剩磁广泛用在像扬声器及永磁电机等这样的装置中。

从图 1.16 看来, 似乎 Alnico 5 和 M-5 电工钢两者都可用于在无励磁的磁路中产生磁通, 因为两者都有大的剩磁值。但事实并非如此, 这一点可以用一个例子来很好地予以解释。

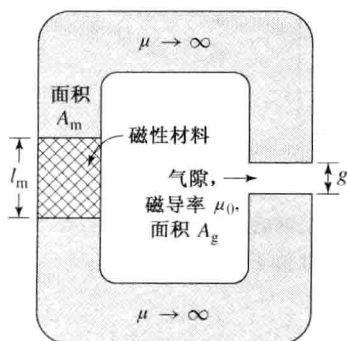


图 1.17 例 1.9 的磁路

**例 1.9** 如图 1.17 所示, 磁路由高磁导率( $\mu \rightarrow \infty$ )铁心, 长度  $g=0.2\text{cm}$  的气隙, 以及长度  $l_m=1.0\text{cm}$  的磁性材料段组成。铁心及气隙的横截面积等于  $A_m=A_g=4\text{cm}^2$ 。如果磁性材料为 (a) Alnico 5 及 (b) M-5 电工钢, 计算气隙中的磁通密度  $B_g$ 。

**解:**

a. 由于铁心磁导率假设为无穷大, 铁心中的  $H$  可以忽略(否则, 有限的  $H$  会产生无限大的  $B$ )。已知作用于图 1.17 磁路上的磁势为 0, 可以写出

$$\mathcal{F}=0=H_g g + H_m l_m$$

或

$$H_g = -(l_m/g) H_m$$

式中,  $H_g$  和  $H_m$  分别为气隙和磁性材料中的磁场强度。

由于通过磁路的磁通必定连续, 所以

$$\phi = A_g B_g = A_m B_m$$

或

$$B_g = (A_m/A_g) B_m$$

式中,  $B_g$  和  $B_m$  分别为气隙和磁性材料中的磁通密度。

可以求解这些方程式以得到  $B_m$  随  $H_m$  变化的线性关系:

$$B_m = -\mu_0 \left( \frac{A_g}{A_m} \right) \left( \frac{l_m}{g} \right) H_m = -5 \mu_0 H_m = -6.28 \times 10^{-6} H_m$$

为求解  $B_m$ , 认为对 Alnico 5,  $B_m$  与  $H_m$  也由图 1.16(a) 中的曲线关联。因而, 这一线性关系, 通常称为负载线, 可以绘在图 1.16(a) 上, 用图解法得到解答, 结果为

$$B_g = B_m = 0.30 \text{ T} = 3000 \text{ 高斯}$$

b. 对 M-5 电工钢的解答严格按(a)中步骤进行。负载线与(a)中相同, 因为其仅由气隙的磁导率、磁体及气隙的几何尺寸决定。因此, 从图 1.16(c) 得

$$B_g = 3.8 \times 10^{-5} \text{ T} = 0.38 \text{ 高斯}$$

这比用 Alnico 5 得到的值小得多, 基本可以忽略。

例 1.9 说明, 永磁材料(通常称为硬磁材料)例如 Alnico 5 和软磁材料例如 M-5 电工钢有巨大差别, 此差别在很大程度上由其矫顽磁力  $H_c$  的极大差别体现出来。矫顽磁力是对使材料磁通密度减小到 0(退磁)所需要磁势大小的一个度量, 正如从例 1.9 所见, 它也是对材料在含有气隙的磁路中产生磁通能力的一个度量。因而, 可以看到, 制造性能优良的永磁体的材料, 表现为大的矫顽磁力  $H_c$  (相当于超过  $1 \text{ kA/m}$ )。

衡量永磁材料性能的一个有用标准称为其最大磁能积, 对应于在该材料磁滞回线第二象限找到的  $B$ - $H$  乘积最大值点  $(B \cdot H)_{\max}$ 。正如从式 1.55 可以看到的,  $B$  和  $H$  的乘积具有能量密度的量纲(焦耳每立方米)。现在来说明, 若磁路中某一永磁材料工作于此点, 将使得在气隙中产生一定的磁通密度所需要的永磁材料体积最小。

在例 1.9 中, 得到了图 1.17 磁路的气隙中磁通密度的表达式:

$$B_g = \frac{A_m}{A_g} B_m \quad (1.56)$$

也得出了

$$H_g = - \left( \frac{l_m}{g} \right) H_m \quad (1.57)$$

式 1.57 乘以  $\mu_0$  以得到  $B_g = \mu_0 H_g$ , 再用式 1.56 来乘得到

$$\begin{aligned} B_g^2 &= \mu_0 \left( \frac{l_m A_m}{g A_g} \right) (-H_m B_m) \\ &= \mu_0 \left( \frac{\text{Vol}_{\text{mag}}}{\text{Vol}_{\text{air gap}}} \right) (-H_m B_m) \end{aligned} \quad (1.58)$$

式中,  $\text{Vol}_{\text{mag}}$  为永磁体的体积;  $\text{Vol}_{\text{air gap}}$  为气隙的体积。出现负号是因为, 在磁路的工作点, 永磁体( $H_m$ )中的  $H$  为负。

求解式 1.58 得出

$$\text{Vol}_{\text{mag}} = \frac{\text{Vol}_{\text{air gap}} B_g^2}{\mu_0 (-H_m B_m)} \quad (1.59)$$

这正是期望得到的结果。此式寓意着,为在气隙中获得期望的磁通密度,使磁体工作在  $B$ - $H$  乘积的最大可能值点  $B_m H_m$ ,即最大磁能积点,可使所需要的永磁体的体积最小。而且,这一乘积的值越大,产生期望的磁通密度所需要的永磁体的体积越小。因此,最大磁能积是衡量磁性材料性能的一个有用的标准,常常以“品质因数”列表在永磁材料的资料单上。作为实际考量,这一结论适用于大多数实际工程应用,采用具有最大可利用的最大磁能积的材料,可使需要的磁体体积最小。

式 1.58 似乎意味着,仅仅减小气隙体积,就可以获得任意大的气隙磁通密度。实际上并非如此,因为气隙长度的减小会使磁路中的磁通密度增大,而随着磁路中磁通密度增大,将达到一个磁性铁心材料开始饱和的点,此时无穷大磁导率的假设将不再有效,因而,使得式 1.58 的推导失效。

**例 1.10** 将图 1.17 的磁路修改,以使气隙面积减小到  $A_g = 2.0 \text{ cm}^2$ ,如图 1.18 所示。求为达到  $0.8 \text{ T}$  的气隙磁通密度所需要最小磁体体积。

**解:**

注意到恒值  $B$ - $H$  乘积的曲线为双曲线。在图 1.16(a)中绘出对不同  $B$ - $H$  乘积值的一组此类双曲线。从这些曲线可以看到,Alnico 5 的最大磁能积为  $40 \text{ kJ/m}^3$ ,出现在  $B = 1.0 \text{ T}$  及  $H = -40 \text{ kA/m}$  这点。磁体工作在此点,将得到最小磁体体积。

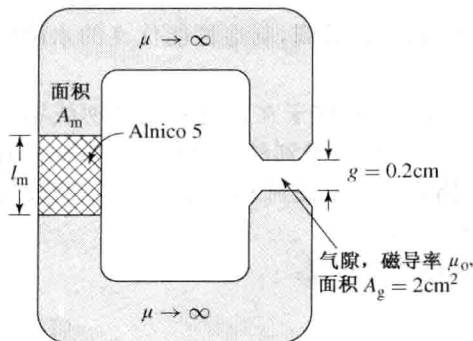


图 1.18 例 1.10 的磁路

因而,根据式 1.56 有

$$\begin{aligned} A_m &= A_g \left( \frac{B_g}{B_m} \right) \\ &= 2 \text{ cm}^2 \times \left( \frac{0.8}{1.0} \right) = 1.6 \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

根据式 1.57 得

$$\begin{aligned} l_m &= -g \left( \frac{H_g}{H_m} \right) = -g \left( \frac{B_g}{\mu_0 H_m} \right) \\ &= -0.2 \text{ cm} \times \left( \frac{0.8}{(4\pi \times 10^{-7}) \times (-40 \times 10^3)} \right) \\ &= 3.18 \text{ cm} \end{aligned}$$

因而,最小磁体体积等于  $1.6 \text{ cm}^2 \times 3.18 \text{ cm} = 5.09 \text{ cm}^3$ 。

### 练习题 1.8

假设将气隙面积进一步减小为  $A_g = 1.8 \text{ cm}^2$ ,且想要的气隙磁通密度为  $0.6 \text{ T}$ ,重做例 1.10。

**答案:**

最小磁体体积  $= 2.58 \text{ cm}^3$ 。

## 1.6 永磁材料的应用

例 1.9 及例 1.10 讨论永磁材料的工作,是在其工作点仅由已知磁路几何结构及涉及的各种磁性材料的特性所决定的假设下。事实上,在实际工程装置中,情况通常要更为复杂<sup>①</sup>。本节将就这些问题展开讨论。

图 1.19 所示为几种常用永磁材料的磁化特性,这些曲线仅是驱使材料进入严重饱和后,所获得的每种材料磁滞回线的第二象限特性。Alnico 5 是一种广泛应用的铁、镍、铝及钴的合金,最初发现于 1931 年,其具有相对较大的剩余磁通密度。与 Alnico 5 相比,Alnico 8 有较低的剩余磁通密度和较高的矫顽磁力,因此,它比 Alnico 5 遭受退磁的可能性要小。铝镍钴材料的缺点是其有相对较低的矫顽磁力以及它的机械脆性。

陶瓷永磁材料(也称为铁素体磁体)用氧化铁和碳酸钡或碳酸锶粉末制成,比铝镍钴合金剩余磁通密度低,但矫顽磁力明显要高。因而,此类材料趋于退磁的可能性更小。在图 1.19 中示出的一种此类材料陶瓷 7,其磁化特性几乎为一条直线。陶瓷磁体具有良好的机械性能,制造起来也不贵。

随着稀土永磁材料的发现,永磁材料技术从 20 世纪 60 年代开始取得了重大进步,其中以钕-钴为典型代表。从图 1.19 可以看出,钕-钴具有像铝镍钴材料那样的高剩余磁通密度,而同时又有更高的矫顽磁力及最大磁能积。

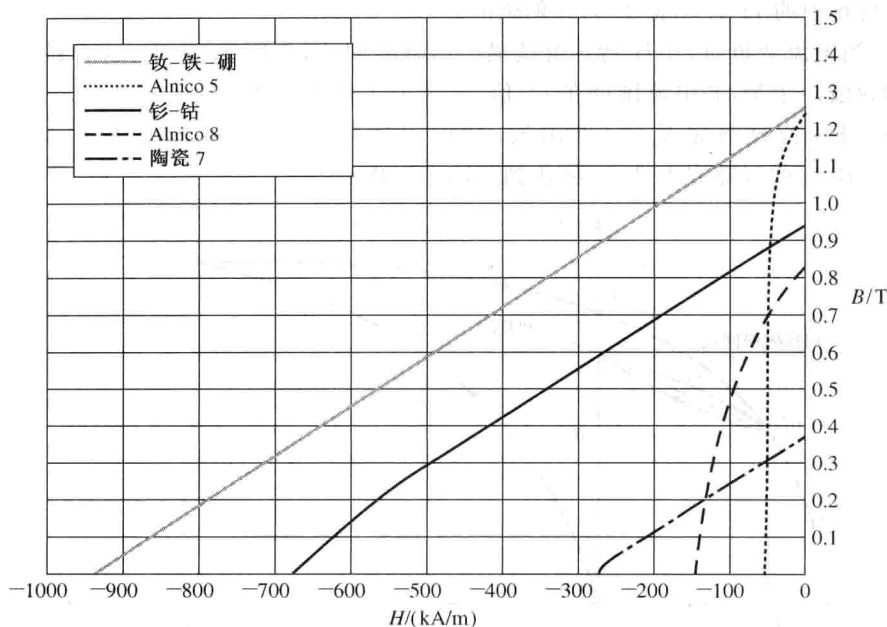


图 1.19 常用永磁材料的磁化曲线

① 有关永磁体及其应用的更多讨论,参见 P. Campbell, *Permanent Magnet Materials and Their Application*, Cambridge University Press, 1994; R. J. Parker, *Advances in Permanent Magnetism*, John Wiley & Sons, 1990; R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, John Wiley & Sons, 2000; 以及 E. P. Ferlani, *Permanent Magnet and Electromechanical Devices*, Academic Press, 2001。

最新的稀土永磁材料是钕-铁-硼材料家族,它们表现出具有比钕-钴更大的剩余磁通密度、矫顽磁力及最大磁能积的特征。钕-铁-硼永磁材料的开发在旋转电机领域产生了巨大影响,导致全球电机制造商都在研发功率等级不断增大的永磁电动机。

注意到在图 1.19 中,Alnico 5 和 Alnico 8 的磁化特性的磁滞特征非常明显,而其余材料的

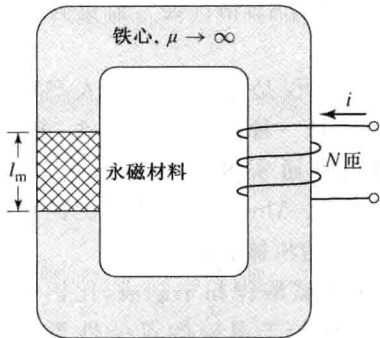


图 1.20 包含永磁体和励磁绕组的磁路

磁化特性看起来似乎基本上是直线。这种直线特性是有欺骗性的,因为在任何情况下,材料的特性都会像 Alnico 材料那样急剧向下弯曲,但与 Alnico 材料不同,其他材料的这种弯曲(通常称为磁化曲线的膝部)出现在第三象限,因此在图 1.19 中没有体现出来。

考察图 1.20 的磁路。此磁路在高磁导率软磁材料的铁心中,包含有一段硬磁材料及一个  $N$  匝的励磁绕组。参考图 1.21,假设硬磁材料最初未磁化[相应于图中的(a)点],考虑当电流加到励磁绕组时将发生的情况。因为假设铁心具有无穷大磁导率,可以认为

图 1.21 的水平轴线既表示所加电流  $i = Hl_m/N$ ,又表示磁性材料中的  $H$ 。

当电流  $i$  增加到其最大值时, $B-H$  的轨线从图 1.21 中的(a)点向其最大值点(b)上升。为使材料完全磁化,假设电流已经增加到足够大的值  $i_{\max}$ ,驱使材料在(b)点已确实进入饱和。然后,当电流减小到 0 时, $B-H$  特性将开始形成磁滞回线,在 0 电流到达(c)点。注意,在(c)点,材料中的  $H$  为 0,但  $B$  为其剩磁值  $B_r$ 。

然后,当电流变负时, $B-H$  特性继续描绘出磁滞回线,在图 1.21 中,这看做(c)点和(d)点之间的轨线。于是,若电流维持在  $i^{(d)}$  值,磁体的工作点将为(d)这一点。注意到,如同在例 1.9 中一样,若材料是从(c)点出发,励磁保持为 0,然后将长度为  $g = l_m (A_g/A_m)$  ( $-\mu_0 H^{(d)}/B^{(d)}$ ) 的气隙嵌入铁心,将达到相同的工作点。

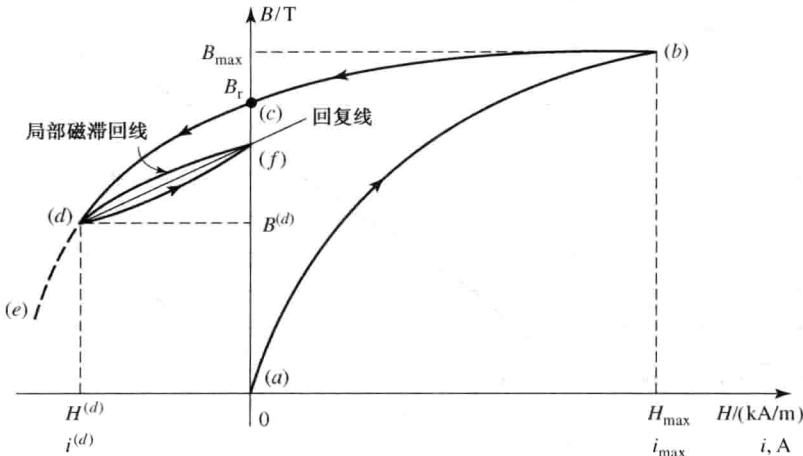


图 1.21  $B-H$  特性的一部分,显示局部磁滞回线及回复线

假如使电流更负,轨线将继续描绘出趋向(e)点的磁滞回线。然而,如果改为将电流退回 0,则轨线一般不会沿磁滞回线返回到(c)点,而是开始描绘出局部磁滞回线,当电流到 0

时到达( $f$ )点。于是,若电流在 0 和  $i^{(d)}$  之间变化, $B$ - $H$  特性将描绘出所示的局部回线。

正如从图 1.21 可以看出的, ( $d$ ) 点和 ( $f$ ) 点之间的  $B$ - $H$  轨线可以用直线来表示,称为回复线,此线的斜率叫做回复磁导率  $\mu_R$ 。可见,一旦材料被退磁到( $d$ )点,则磁性材料的有效剩磁将为( $f$ )点的剩磁,其小于所期望的基于原磁滞回线的剩磁  $B_r$ 。注意到,假如使其退磁减小到越过( $d$ )点,例如到图 1.21 中的( $e$ )点,则将形成一个新的局部回线,具有新的回复线及回复磁导率。

刚刚讨论过的负励磁的去磁效应等同于磁路中气隙的作用。例如,显而易见,图 1.20 的磁路可用来作为磁化硬磁材料的系统。磁化过程仅仅需要将一个大的励磁加到绕组,然后减小到 0,给材料留下剩磁  $B_r$ [图 1.21 中的( $c$ )点]。

在这一磁化过程结束后,如果将材料从铁心中移去,就等同于在磁路中开了一个大空隙,以在例 1.9 中所看到的相似的方式使材料退磁。这样,磁体磁性就被有效削弱了,因为如果再将其插入磁性铁心,它将沿回复线回到稍微小于  $B_r$  的剩磁。因而,硬磁材料例如图 1.19 的铝镍钴材料,在磁势和几何结构变化的情形中,常常不能稳定地工作,而不正确地使用就常常存在可能使其严重去磁的危险。

以减小剩磁值为代价,就可使硬磁材料例如 Alnico 5 在一定范围内稳定工作。基于图 1.21 所示的回复线,这一过程可用一个例子来很好地予以解释。

**例 1.11** 图 1.22 所示为一个包含硬磁材料、高磁导率(假设为无穷大)铁心和活塞的磁路,以及用来磁化硬磁材料的一个 100 匝的绕组。系统磁化后,将绕组移去。活塞沿所指示的  $x$  方向移动,因而气隙面积在  $2\text{cm}^2 \leq A_g \leq 4\text{cm}^2$  范围变化。假设硬磁材料为铝镍钴 Alnico 5,且系统最初在  $A_g = 2\text{cm}^2$  下磁化,(a)求出磁体长度  $l_m$ ,使系统工作在与 Alnico 5 磁化曲线的

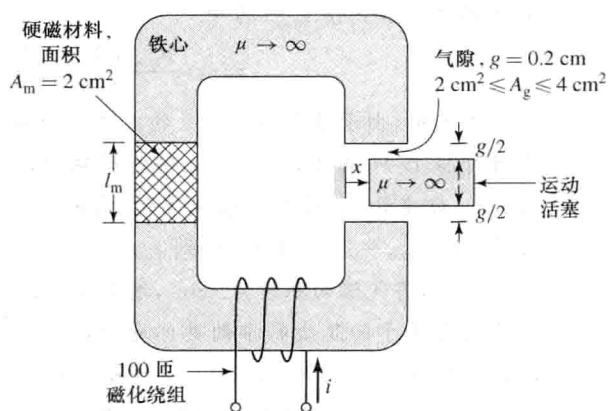


图 1.22 例 1.11 的磁路

最大  $B$ - $H$  乘积点相交的回复线上;(b)设计出磁化该磁体的步骤;以及(c)计算当活塞来回移动,气隙在这两个极限值间变化时,气隙中的磁通密度  $B_g$ 。

**解:**

a. 图 1.23(a)显示了 Alnico 5 的磁化曲线,以及对应于气隙的两个极端值  $A_g = 2\text{cm}^2$  和  $A_g = 4\text{cm}^2$  的两个负载线。可见,如果  $A_g = 2\text{cm}^2$  的负载线与  $B$ - $H$  特性相交于最大磁能积点[在图 1.23(a)中标注为( $a$ )点],  $B_m^{(a)} = 1.0\text{T}$  及  $H_m^{(a)} = -40\text{kA/m}$ ,系统将工作在期望的回复线上。

从式 1.56 及式 1.57 可以看出,需要的负载线斜率由下式给出:

$$\frac{B_m^{(a)}}{-H_m^{(a)}} = \frac{B_g}{H_g} \frac{A_g}{A_m} \frac{l_m}{g}$$

因而

$$l_m = g \left( \frac{A_m}{A_g} \right) \left( \frac{B_m^{(a)}}{-\mu_0 H_m^{(a)}} \right) \\ = 0.2 \text{ cm} \times \left( \frac{2}{2} \right) \times \left( \frac{1.0}{4\pi \times 10^{-7} \times 4 \times 10^4} \right) = 3.98 \text{ cm}$$

- b. 图 1.23(b) 所示为  $A_g = 2 \text{ cm}^2$  及电流  $i$  施加到励磁绕组的系统的一系列负载线。这些负载线的一般方程可以很容易地推导出来, 因为根据式 1.5 有

$$Ni = H_m l_m + H_g g$$

以及根据式 1.3 及式 1.7 有

$$B_m A_m = B_g A_g = \mu_0 H_g A_g$$

因而

$$B_m = -\mu_0 \left( \frac{A_g}{A_m} \right) \left( \frac{l_m}{g} \right) H_m + \frac{\mu_0 N}{g} \left( \frac{A_g}{A_m} \right) i \\ = \mu_0 \left[ - \left( \frac{2}{2} \right) \times \left( \frac{3.98}{0.2} \right) H_m + \frac{100}{2 \times 10^{-3}} \times \left( \frac{2}{2} \right) i \right] \\ = -2.50 \times 10^{-5} H_m + 6.28 \times 10^{-2} i$$

由此式及图 1.23(b) 可见, 为使磁性材料进入饱和, 到点  $(H_{\max}, B_{\max})$ , 磁化绕组中的电流必须增加到值  $i_{\max}$ , 其中

$$i_{\max} = \frac{B_{\max} + 2.50 \times 10^{-5} H_{\max}}{6.28 \times 10^{-2}} \text{ A}$$

本例中, 由于没有 Alnico 5 的完整磁滞回线, 因而必须估算  $B_{\max}$  及  $H_{\max}$ 。在  $H=0$  线性外推  $B-H$  曲线, 后退到 4 倍矫顽磁力, 即  $H_{\max} = 4 \times 50 = 200 \text{ kA/m}$ , 得到  $B_{\max} = 2.1 \text{ T}$ 。毋庸置疑, 这个值很极端化, 有些过高地估算了需要的电流。然而, 用  $B_{\max} = 2.1 \text{ T}$  及  $H_{\max} = 200 \text{ kA/m}$ , 得到  $i_{\max} = 113 \text{ A}$ 。

因此, 将气隙面积设为  $2 \text{ cm}^2$ , 增大电流到  $113 \text{ A}$  然后减小到 0, 将得到想要的磁化。

- c. 因为没有关于回复线斜率的具体资料, 将假设其斜率与  $B-H$  特性在点  $H=0, B=B_r$  的斜率相同。根据图 1.23(a), 如果回复线以此斜率绘出, 可见当气隙面积在  $2 \sim 4 \text{ cm}^2$  之间变化时, 磁体磁通密度  $B_m$  在  $1.00 \sim 1.08 \text{ T}$  之间变化。由于气隙磁通密度等于该值的  $A_m/A_g$  倍, 气隙磁通密度当  $A_g = 2.0 \text{ cm}^2$  时就等于  $(2/2) \times 1.00 = 1.0 \text{ T}$ , 当  $A_g = 4.0 \text{ cm}^2$  时就等于  $(2/4) \times 1.08 = 0.54 \text{ T}$ 。从图 1.23(a) 注意到, 当以这样的气隙变化工作时, 磁体似乎具有  $1.17 \text{ T}$  的有效剩余磁通密度, 而不是最初值  $1.24 \text{ T}$ 。只要气隙变化限制在此处考虑的范围内, 系统将继续工作在图 1.23(a) 中标注为“回复线”的线上, 可以说磁体稳定。

正如已经讨论过的, 假如工作点变化过大, 像 Alnico 5 这样的硬磁材料就可能退磁。就像在例 1.11 中所说明的, 可以牺牲一些有效剩磁来使这些材料稳定。然而, 这一做法并不能保证工作的绝对稳定。例如, 如果例 1.11 中的材料处于气隙面积小于  $2 \text{ cm}^2$  或经受过度的去磁电流, 稳定作用将消失, 将会发现材料工作在新的回复线上, 剩磁进一步减小。

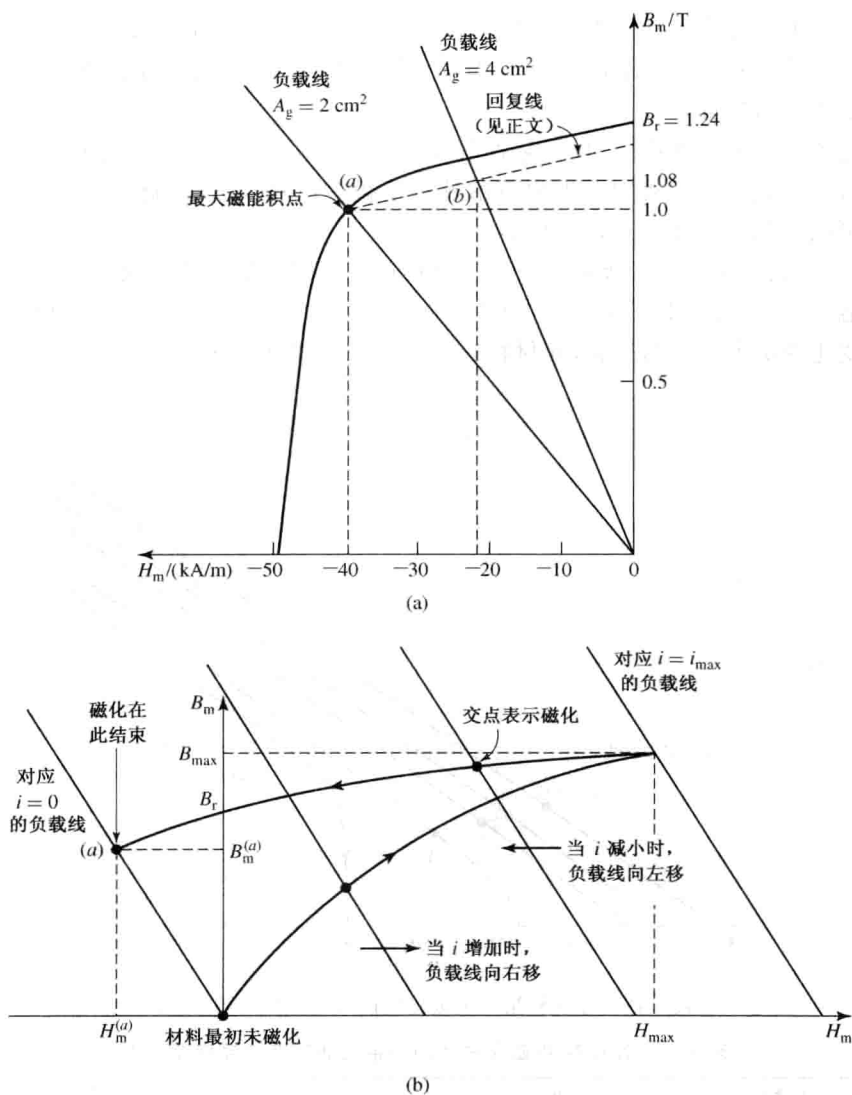


图 1.23 (a)例 1.11 的 Alnico 5 的磁化曲线;(b)对应  $A_g = 2 \text{ cm}^2$  且  $i$  值变化的一系列负载线,说明例 1.11 的磁化步骤

然而,许多材料例如钐-钴、陶瓷 7 以及钕-铁-硼(见图 1.19)都有很大的矫顽磁力值,这些材料具有非常低的回复磁导率值,回复线在大部分有用工作区上基本为  $B$ - $H$  特性的切线。例如,这点可从图 1.19 看出,该图显示了钕-铁-硼的直流磁化曲线,从图可见,材料有 1.25T 的剩磁和 -940kA/m 的矫顽磁力。曲线在这些点之间的部分为斜率等于  $1.06\mu_0$  的直线,与其回复线的斜率相同。只要这些材料工作在其  $B$ - $H$  特性的这一低值磁导率部分,如果不过分退磁,它们就不需要进行稳定处理。

对这些材料,通常假设其直流磁化曲线在有用的工作范围为直线,斜率等于回复磁导率  $\mu_R$  较为方便。在此假设下,这些材料的直流磁化曲线可按如下形式写出:

$$B = \mu_R(H - H'_c) = B_r + \mu_R H \quad (1.60)$$

此处,  $H'_c$  是与其线性表示相关的视在矫顽磁力。正如从图 1.19 可以看到的, 视在矫顽磁力一般比材料的矫顽磁力  $H_c$  数值上稍大(即较大的负值), 因为对低的磁通密度值, 直流磁化特性有向下弯曲的趋势。

永磁材料的一个显著特征(且在某种程度上是不利的)是其特性受温度影响。例如, 虽然钕-钴材料比钕-铁-硼材料的温度敏感性小得多, 但钕-铁-硼和钕-钴永磁材料的剩磁和矫顽磁力都随温度的升高而减小。

图 1.24 中显示了高温等级钕-铁-硼材料在各不同温度下的磁化曲线。可以看出, 剩磁从 20℃ 温度下的 1.14T 下降到了 180℃ 下的 0.85T。表 1.1 给出了这一材料剩余磁通密度随温度变化的更为完整的列表, 此材料有  $\mu_R = 1.04\mu_0$  的回复磁导率。

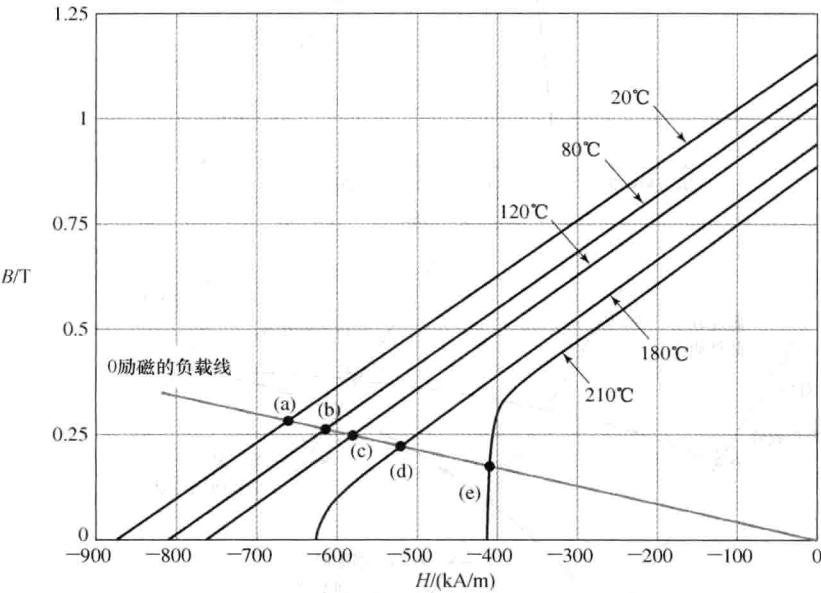


图 1.24 钕-铁-硼材料第二象限磁化曲线, 显示了其与温度的相关性

表 1.1 图 1.24 中磁化曲线的剩余磁通密度随温度变化表

温度/℃	$B_r$ /T	温度/℃	$B_r$ /T
20	1.15	150	0.99
80	1.08	180	0.94
120	1.03	210	0.89

有趣的是, 与稀土永磁材料不同, 虽然陶瓷永磁材料也呈现出剩磁随温度上升而减小, 但其矫顽磁力却随温度上升而增大。图 1.25 显示了典型陶瓷永磁材料磁化特性受温度影响的一般特征。

虽然这些永磁材料显示出其磁性随温度上升而降低, 但磁性的这一降低通常是可逆的。尽管永磁材料的工作点将随温度的改变而变化, 但只要工作点维持在磁化特性的线性段, 那么随着温度的降低其磁性将会完全恢复。然而, 如果温度上升到一个被称为居里温度的值, 那么材料将变得完全被去磁, 即使温度降低其磁性也将不再能恢复<sup>①</sup>。

① 钕-铁-硼的居里温度约为 350℃, 钕-钴和铝镍钴(Alnico)的居里温度约为 700℃。

## 关于此电子书的说明

本人由于一些便利条件，可以为您提供各种中文图书的PDF电子版，保证质量清晰。只要图书不是太新，文学、法律、计算机、经济、医学、工业、学术等方面的图书，都可以帮您制作，如果您有这方面的需求，可以通过QQ联系我，我的QQ号是 [3330972307](#)。