

著名科学家、国家“863”高技术研究发展计划倡导者之一王淦昌教授为本书出版的题词：

我首先祝贺电发射领域有一本好的书《电炮原理》问世！

超高速发射物体对增强国防能力、改变人类的生活环境和促进社会文明都有着积极的作用，所以一直是人们长期努力钻研的课题之一。传统的化学推进技术已不能满足人类的进一步要求，因此，从原理和能源上变革发射技术势在必行。

电发射是脉冲功率技术新开辟的一个极有前途的应用领域。与传统的化学推进技术比较起来，具有明显的优越性，为超高速发射物体提供了一条新的道路。

本书的作者远见卓识，敏锐地体察到科学发展趋势，顺应科技发展的需求，以从事脉冲功率技术工作积累的经验，立足理论，重视实践，首先在我国撰写了一本有关电发射方面的专著——《电炮原理》。

此书对电发射器做了科学的分类，全面系统地阐述了各种电发射器的工作原理和相关技术的基础，为这一领域的知识“仓库”构筑起框架。这是一件很有意义的工作，不仅对从事航天、军事和其它科学试验应用电发射技术的人有益，而且对那些想了解电发射技术的人也是有益的。我相信，本书的出版，对我国电发射技术和脉冲功率技术的发展必将起到推动作用，对相关学科的发展亦会大有帮助。这是一本值得一读的书，它能开阔你的眼界和启迪你的思路。

我们要感谢作者和为此书出版做出工作的所有朋友们。

我再次祝贺《电炮原理》一书出版，并衷心祝愿：

我国科学技术日益繁荣！

我国国防科学技术昌盛！

我国脉冲功率技术与电发射技术相互结合，长足进步！

王淦昌

1993, 11, 24

序 (一)

值此电炮技术迅猛发展、正步入实用性试验阶段之际,一本系统阐述电炮物理基础和技术基础的书——《电炮原理》问世了,这无疑是一件可喜可贺的事。

电炮或电(磁)发射器是使用电磁力或电能发射射弹的新型发射装置,其原理的提出已很久远,至少有近百年的历史。在漫长的发展过程中,几起几落,历尽沧桑。

电炮技术从本世纪 70 年代开始出现了突破性进展,究其原因主要有以下几方面:一是脉冲功率技术迅猛发展;二是材料科学及其工程技术有长足进步;三是等离子体物理学的基本理论和实验技术的发展;四是有先进的计算机仿真技术可资利用;五是电炮在军事技术方面具有重要的潜在应用前景。

电炮与传统的化学发射器(火炮、火箭等)相比有许多优点,但最主要的是电炮能发射出具有超高动能的射弹(即超高速弹丸或大质量有效载荷的发射体),这就使得它有可能应用于以下领域:在军事上,无论是战略防御还是战术作战,电炮可能成为新一代的高性能动能武器;在航天技术领域,电炮可能成为陆基对空间的定向发射器,把各种航天器发射到预定的轨道,也可作为推力器,在太空把数吨乃至数百吨的有效载荷按要求进行轨道转移(从某一轨道转移到另一轨道),利用电炮发射的超高速弹丸,还可用于对陨石、卫星、火箭再入大气层的烧蚀和气动性能的实验;在高压物理实验方面,可用电炮作为一种加载工具,对材料进行高压和超高压物态方程的研究;在高能量密度物理研究领域,由于某些电炮可把小质量弹丸加速到 50km/s 以上的速度,因此可能用于碰撞核聚变研究;此外,因多数电炮都是基于直线电动机原理工作的,故也可能借用电炮技术发展地面高速运输工具和金属成形工艺等。

自本世纪 70 年代澳大利亚国立大学马歇尔(Marshall)等人用现有的电源把 3g 弹丸加速到 5.9km/s 以后,许多国家的科研机构和军方都十分重视电炮的理论和实验研究工作。在我国,中国工程物理研究院流体物理所于 1986 年率先建造了我国第一台导轨炮试验装置,并把 0.34g 弹丸加速到 1.68km/s 的速度。接着,又于 1991 年建成了我国第一门电热炮实验装置,把 20g 弹丸加速到 1.85km/s 的速度,穿透了 30mm 厚钢板,取得了可观的成果。中国科学院等离子体物理所于 1988 年元月也建成了一台导轨炮实验装置,已能把 50g 弹丸加速到 3km/s 。该所还于 1990 年建成了一门线圈炮实验装置,把 44kg 的有效载荷加速到 14m/s 。此外,国内尚有几个单位在进行理论研究或部件性能单元技术的研究工作。

就世界范围而言,现在至少有十几个国家在从事电炮的研究。美国国防部从 1989 年开始,已把“脉冲功率技术”和“电炮”列于每财年向国会两院呈报的《美国国防部关键技术计划》中,且其经费投资强度逐年增加。1990 年,实验室导轨炮弹丸的炮口动能达到 9MJ ,已具有常规火炮达到的水平。近几年,在为实战使用需要而进行的电源小型化、新材料应用和提高弹丸抗峰值加速度破坏性能等方面,也取得了很大的进展,致使美国陆军装备研

究、发展和工程中心(ARDEC)目前正在尤梅(Yuma)试验靶场进行独立的导轨炮试验(见 Army Research, Development & Acquisition, March-April 1992, pp. 41-42)。这是世界上首次用车载电源走出实验室的导轨炮实用性试验。这门用补偿脉冲交流发电机(compulsator)作电源的 90mm 口径的导轨炮,弹丸的炮口动能为 9MJ。计划今年开始打“哑”弹试验,明年发射穿甲弹,并逐步将射程增大到 5km,预计 5 年后把世界上的第一门电磁炮装备部队。这一情况说明,电炮的理论和工程技术的关键问题,现已在美国取得了重大进展。

然而,迄今尚未见到世界上公开出版的系统论述电炮的专著。本书作者正是基于其敏锐的体察与胆识,通过辛勤劳动,编著了这本书。本书至少在以下三个方面值得称道:一是全书结构的完整性和系统性;二是对本领域某些科技术语规范化提出了明确的看法;三是对电炮提出了明确的分类意见。总之,本书的编著和出版是一件十分有意义的工作。全书内容丰富,是一本很有价值的参考书,值得正在从事和关心本领域研究工作的专家和科技人员一读。我相信,本书出版对推动我国电炮技术的发展,必将起到积极的作用。

中国科学院院士
中国工程物理研究院研究员

经福谦

1992 年 9 月 15 日

序 (二)

——向致力于武器装备发展研究的开拓者们致敬

作为在军械战线工作多年的老兵,我为《电炮原理》一书的编辑出版感到欣慰和自豪。这本书之所以能吸引我,是由于电炮尚属世界军事强国竞相发展的一种全新概念的武器。在我国对电炮的研制还是刚刚起步,比较系统的介绍电炮方面的专著这还是首次(在世界上也尚未见到),这是作者近些年来潜心钻研的结晶,为我国及世界电炮的发展作了一件极为有益的工作。

大家知道,进入 80 年代以来,世界新技术革命的蓬勃发展,武器的更新换代越来越快,其发展趋势已从普通兵器向高技术兵器转化,研制和发展高技术武器,是世界各国军队的一个共同点。从近些年几场局部战争可以看出,先进的武器装备在现代战争中的作用大大加重。举世瞩目的海湾战争就是一场现代高技术装备的集中较量,参战国家是第二次世界大战以来最多的一次,投入的武器装备种类最全、水平最先进,为取得作战胜利的一方提供了保证。从中使我们清楚地认识到,武器装备在现代战争中的重要作用已是今非昔比。现今世界各发达国家按照各自的战略思想的变化,针对现代战争的特点,都在加紧改进和完善武器装备,使武器装备的发展已呈现出前所未有的深刻变化。

面对世界格局由旧质态向新质态的转变,特别是新技术的突破和高技术的发展,我军建设迈进了一个新的历史时期,发展现代技术和装备这是历史赋予我们的使命和责任。当今武器装备的发展离不开现代科学技术的进步和应用,可以说新型武器装备的各种性能集中反映了高新技术的成果,这是促使各种武器装备向高、精、尖方向发展的强大推动力。就电炮而言,它是利用电磁力或电能来发射弹丸的,可使弹丸的速度达每秒几千米到几万公里,这是常规火炮望尘莫及的。尽管它还叫“炮”,但从原理和工作看,它已不再是传统火炮的概念了,无疑它将成为第三代或另一类发射武器。它的出现不仅使世界兵器家族里又增加新的成员,而且必将带动其它相关学科的发展。因此,我们只有依靠科技进步,才能推进武器装备的发展。

这是一本好书,不仅是从事电炮和常规兵器研究者的参考书,而且也是从事武器装备维修和管理人员以及关心国防建设和武器发展的广大读者的可读之物。

我感谢作者为新兵器的发展所做出的巨大努力和贡献!



总后勤部军械部部长

一九九二年八月十日

前 言

电炮其实质乃是一种新型的超高速电(磁)发射装置。它的概念虽然远超出“炮”的范畴,但作为一个简明的俗称,“电炮”或“电磁炮”二词已为人们所接受。本书之所以用“电炮”取代传统的“电磁炮”称谓,是因为后者的概念不能包容方兴未艾的电热炮,以及考虑到电(磁)发射器领域的长远发展的缘故。

近百年来,从电(磁)发射概念的提出,到各种原理、不同结构的电炮家族的形成,电炮的发展可以说是历经沧桑,几度夕阳。近 10 余年来,由于科学技术的发展,电炮已开始步入实用化研究阶段。一些科技和军事强国,不惜投入巨资竞相发展。例如,美国在 1991~1995 财年间投资 5 亿零 9 百万美元研制电炮。

在当前世界范围内向高新技术兵器转化之际,为适应我国国防现代化的需要,我们在多年研究成果和积累资料的基础上,编著了《电炮原理》一书,奉献给广大读者。

本书在编写中,力求全面、系统地总结这一领域内的研究成果。书中重点地论述了各种电炮(导轨炮、线圈炮、重接炮、电热炮和混合炮)的工作原理和理论基础,并对电炮的主要部件,如电源、电枢、炮管及弹丸等,进行了较深入的分析 and 论述。它的出版,将对从事电(磁)发射、战略战术武器、航天、脉冲功率技术、高压物理试验以及受控核聚变和等离子体物理等专业技术人员,提供一本有价值的参考书。

在撰写本书时,我们力求正确地建造起电炮体系的完整框架,并对电炮家族加以科学地分类和定名。由于电炮是一门多学科交叉和蓬勃发展的高新技术,有关它的名词术语、概念和符号等,目前尚未有统一的规定,因此本书试图根据现实情况,对涉及的有关术语、符号加以规范化、标准化。例如“导轨炮”,有人认为应称“轨道炮”为宜;国外文献中的 *re-strike arc* 和 *secondary arc*,我们均定名为“再点火”,也可能有不同的看法。尽管我们在引用时反复推敲,但还可能有不妥之处。为了便于读者阅读使用,本书在正文前列出了符号表,书末附有汉英术语对照索引。还应指出,有些术语采用缩略语更能为专业人员所接受,如计算机中的 RAM 比用“随机存储器”更为通用。考虑这一情况,本书也采用了一些以英文缩写词表达的专门术语,如 MHD(磁流体动力学)、CPA(补偿脉冲交流发电机)、MFCG(磁通压缩发生器)、CAP(燃烧增强等离子体)、VISAR(可用于任意反射表面的激光速度干涉仪)等。同理,在某些场合,如矩阵中,以 I 代替 dI/dt ,显得更为简练、醒目,而且容易辨认。

在本书正式出版之际,我们特别感谢著名科学家、国家“863”高科技计划倡导者王淦昌教授为本书题词之鼓励;中国科学院院士经福谦研究员和解放军总后勤部军械部部长张家鹏高级工程师,他们在百忙中分别为本书作序;任兆杏研究员和郭增基副研究员分别主审了本书的全部书稿;沈克明、宁兆元、王永诚、戴松元、程健、李伟如、朵英贤、姚文凯、杨海升、吴为民等 11 位专家、学者参加了审稿,他们为本书的编写提出了许多宝贵意见。

浦发教授、王永悦研究员、宋丕极教授、马富学教授、王祖光教授、孙履师教授、饶德荣、胡国强研究员和胡君威副教授对作者撰写本书给予了鼓励、支持和帮助;刘爱义、高德

香等同志对本书的资料搜集、整理,以及有关的实验也做了不少的工作。

我们还对暂居海外的李燕京女士表示由衷的谢意,她促成本书早日出版的一片赤诚之意我们将铭记在心。

作者*

1992年8月21日

* 王 莹 教授。1963年毕业于哈工大电物理专业。现工作在解放军军械工程学院(石家庄,050003);
肖 峰 研究员。1966年毕业于华东师范大学物理系。现工作在中国兵器工业第208所(北京昌平1023信箱,
102202)。

目 录

主要符号表	1
第一章 绪论	5
1.1 电炮产生的背景	5
1.2 电炮的发展	7
1.2.1 电磁炮的发展	7
1.2.2 电热炮的发展	8
1.2.3 电炮现状	10
1.3 电炮的前景	11
1.4 电炮的分类	14
参考文献	16
第二章 导轨炮	17
2.1 简单导轨炮	17
2.1.1 机电模型	17
2.1.2 控制方程	20
2.1.3 能量分析	24
2.1.4 转换效率	26
2.1.5 炮口电弧	30
2.1.6 后坐力	32
2.2 分散馈电的导轨炮	34
2.2.1 分散馈电导轨炮的演进	34
2.2.2 分散储能炮的仿真方法	35
2.2.3 分散储能炮理论分析	37
2.2.4 分散电流导轨炮	43
2.3 分段导轨炮	44
2.3.1 性能概述	44
2.3.2 效率分析	47
2.4 串联增强的导轨炮	49
2.4.1 层叠式增强	50
2.4.2 平面式增强	52
2.4.3 保护板增强	55
2.5 外场增强的导轨炮	58
2.5.1 常规导体增强	60

2.5.2 超导体增强	60
2.6 炮口分流的导轨炮	65
2.7 多轨导轨炮	69
2.7.1 圆口径四轨炮	70
2.7.2 方口径四轨炮	72
2.7.3 保护板增强四轨炮	74
2.7.4 非对称的多轨炮	77
2.8 分立电极导轨炮	78
2.9 超导悬浮电枢导轨炮	81
2.10 同轴轨导轨炮	84
2.11 多相导轨炮	86
2.11.1 问题的提出	86
2.11.2 多相导轨炮概念	86
2.11.3 多相 CPA-导轨炮的特性	88
参考文献	91
第三章 线圈炮	93
3.1 线圈炮理论基础	93
3.1.1 基本原理	93
3.1.2 磁悬浮浅论	98
3.1.3 设计原则	101
3.1.4 换向	106
3.2 电刷换向的螺旋线圈炮	109
3.2.1 设计准则	110
3.2.2 能量转换	113
3.2.3 网孔-矩阵法分析	116
3.3 无刷螺旋线圈炮	120
3.3.1 消磁波线圈炮	120
3.3.2 外电压换向的线圈炮	121
3.4 直流电枢分立驱动的线圈炮	123
3.4.1 单相激励	124
3.4.2 双相激励	126
3.5 单级脉冲感应线圈炮	129
3.5.1 脉冲感应加速原理	129
3.5.2 麦金尼(Mckinney)分析法	132
3.5.3 哈特(Hart)分析法	134
3.5.4 伯纳德斯(Bernardes)分析法	135
3.6 同步感应线圈炮	138
3.6.1 数学模型	139
3.6.2 MHD 模型和品质因数	141
3.6.3 0 线圈炮	143

3.7 异步感应线圈炮	148
3.7.1 原理	148
3.7.2 电枢电流数学模型	151
3.7.3 性能分析	152
3.7.4 电容器激励	158
3.7.5 发电机激励	164
3.8 磁化弹丸行波炮	170
3.8.1 加速原理	170
3.8.2 典型炮	172
3.9 磁阻线圈炮	174
参考文献	178

第四章 重接炮

4.1 概述	180
4.1.1 重接炮的提出背景	180
4.1.2 重接炮性能简介	181
4.2 板状弹丸重接炮	183
4.2.1 重接原理	183
4.2.2 性能分析	186
4.2.3 电枢(或弹丸)电流计算	190
4.3 柱状弹丸重接炮	192
4.3.1 特性	192
4.3.2 数值分析用模型	194
参考文献	197

第五章 电热炮

5.1 引言	198
5.2 细管侧限放电型电热炮	199
5.2.1 单管式	199
5.2.2 多管式	201
5.3 等离子体药筒型电热炮	202
5.4 等离子体箍缩型电热炮	204
5.4.1 接触式 Z 箍缩电热炮	205
5.4.2 非接触式 Z 箍缩电热炮	210
5.4.3 θ 箍缩电热炮	217
5.5 爆炸导体电热炮	221
5.5.1 一般分析	222
5.5.2 气化-爆炸波理论模型	224
5.6 电子束电热炮	227
5.7 随行电极电热炮	229
5.7.1 长弧电热炮	229

5.7.2 电热弹丸型电热炮	232
5.8 药室放电型电热炮	233
5.8.1 单电极对型	233
5.8.2 多电极对型	234
5.8.3 药筒型	234
5.9 液态工质 CAP 炮	236
5.9.1 放电管等离子体性状模型	238
5.9.2 燃烧室内工质的物化状态	241
5.9.3 工作流体	244
5.9.4 一类实用电路	248
5.10 侧注入等离子体电热炮	250
5.10.1 结构和原理	250
5.10.2 细节说明	252
参考文献	253
第六章 混合炮	255
6.1 电热-导轨炮	255
6.2 导轨-线圈炮	258
6.2.1 分立线圈驱动型	258
6.2.2 连续线圈感应型	261
6.3 火炮-导轨炮	263
6.3.1 线膛型	263
6.3.2 滑膛型	265
6.4 磁通聚集加强炮	266
6.4.1 磁通聚集感应线圈炮	266
6.4.2 变动量电磁火炮	268
6.5 “火炮”馈电的导轨炮	269
6.6 磁压缩等离子体炮	273
6.7 电磁火箭炮	275
6.7.1 基本原理	276
6.7.2 理论分析	278
参考文献	280
第七章 电源	281
7.1 电炮对电源的要求	281
7.2 脉冲功率电容器	286
7.2.1 高压脉冲电容器	286
7.2.2 双电层电容器	287
7.2.3 电池-电容器联合电源	289
7.3 补偿脉冲交流发电机	290
7.3.1 主动 CPA	292

7.3.2 被动 CPA	294
7.3.3 选择被动 CPA	296
7.3.4 高电压发电机	298
7.4 增频发电机	300
7.5 变磁通旋转压缩发生器	303
7.5.1 普通 MFCG 理论基础	303
7.5.2 变磁通旋转 MFCG	304
7.6 圆盘交流发电机	306
7.6.1 单转子结构	306
7.6.2 多转子结构	307
7.7 HPG-电感器组合电源	308
7.7.1 单极发电机 (HPG)	308
7.7.2 电感储能器	310
7.8 特种脉冲磁流体发电机	312
7.8.1 RBR 脉冲磁流体发电机	312
7.8.2 磁流体电容器	315
参考文献	317
第八章 电枢	319
8.1 电枢的一般分析	319
8.1.1 概述	319
8.1.2 电枢的效率分析	320
8.1.3 模型的改进	323
8.2 固体电枢	325
8.2.1 固体电枢的结构	325
8.2.2 固体电枢的电流分布	328
8.2.3 固体电枢的最小质量	329
8.2.4 固体电枢的材料选择	331
8.3 等离子体电枢	333
8.3.1 等离子体电枢的形成	333
8.3.2 等离子体电枢作用过程及状态变化	335
8.3.3 再点火电弧控制技术	338
8.3.4 烧蚀对等离子体电枢性能的影响	340
8.3.5 等离子体电枢的磁流体动力学特性	343
8.3.6 等离子体电枢模型综述	345
8.4 混合电枢	348
8.5 过渡电枢	350
8.6 线圈炮电枢和电枢电刷	351
8.6.1 电枢的电和热载荷	351
8.6.2 多匝线圈电枢的机械结构	353
8.6.3 电枢电刷的理论分析	354
参考文献	357

第九章 炮管设计分析	358
9.1 概述	358
9.1.1 设计要求	358
9.1.2 一般分析方法	359
9.2 导轨炮炮管结构及其机械特性	360
9.2.1 大口径高强度导轨炮炮管	360
9.2.2 V形块结构增强导轨炮炮管分析	362
9.2.3 超导外磁场增强导轨炮(SARG)炮管	366
9.2.4 其它	369
9.3 导轨炮的电热特性	372
9.3.1 速度趋肤效应及求解电流分布的方法	372
9.3.2 电感和电流分布	376
9.3.3 趋肤深度、电阻和温度分布	379
9.3.4 导轨电阻和温度的关系	382
9.4 炮管内膛材料	383
9.4.1 炮管材料研究试验和进展	383
9.4.2 绝缘体材料的选择和评价	385
9.4.3 导轨材料及其烧蚀	387
9.5 线圈炮炮管的机械响应	389
9.5.1 集总参数分析方法	389
9.5.2 炮管线圈模型	390
参考文献	392
第十章 实验用弹丸	394
10.1 概述	394
10.2 典型弹丸结构	395
10.2.1 早期实验用弹丸	395
10.2.2 探索中的实用弹丸结构	396
10.2.3 两种结构新颖的弹丸	397
10.2.4 电磁电热弹丸	399
10.3 弹丸在膛内运动时的阻力模型	402
10.3.1 摩擦阻力	402
10.3.2 烧蚀阻力和电枢粘滞阻力	404
10.3.3 磁场增强导轨炮的弹丸振荡	405
10.4 拟用弹丸的设计实例分析	406
10.4.1 小圆口径尾翼稳定弹丸	407
10.4.2 方口径的质量稳定弹丸	410
10.4.3 高速穿甲弹模拟分析简介	413
参考文献	415

附录 主要诊断技术	416
A.1 脉冲电流的测量	416
A.2 用 B 点探头测量变化磁场	420
A.3 脉冲电压的测量	422
A.4 弹丸速度和位移的测量	426
A.5 等离子体的温度测量	430
A.6 等离子体密度和成分等的测量	433
A.7 其它测量	436
参考文献	438
汉英术语对照索引	440

主要符号表

A	磁矢位; 面积
A_a	电枢横截面积
A_b	弹底(或内膛横截)面积
a	弹丸(或电枢)加速度
B	磁感应强度
b	宽度
C	电容; 热容; 声速; 圆周长
C_d	阻力系数
c	光速; 比热容
D	常数
d	炮口径; 弹径; 直径
E	电场强度; 弹性(杨氏)模量
\mathcal{E}	感应电势
e	比能; 元电荷或电子电量
F	力
F_a	作用于电枢上的轴向加速力
F_D	阻力
F_r	作用于弹丸上的轴向加速力
F_l	作用于弹丸(或电枢)上的洛伦兹力
F_r	作用于导轨上的力
f	频率; 系数
G	重力
g	作用积分; 间隙宽度
g_1	作用常数
H	磁场强度; 焓
h	高度; 比焓; 导轨高度
I	直流或有效值电流; 发光强度; 冲量
i	瞬变或脉冲电流; 炮的级(或段)数
$I_A(i_A)$	串联增强线匝的电流
I_{ASO}	超导增强的初始电流
$I_a(i_a)$	电枢电流
$I_d(i_d)$	驱动线圈电流

I_m	峰值(或最大)电流
I_0	初始电流
$I_p(i_p)$	弹丸线圈电流
$I_r(i_r)$	导轨电流(含增强匝情况)
K	几何因子;某些系数
k	玻尔兹曼常数;磁耦合系数;热导率
L	自感
L_A	增强线圈的自感
L_0	初始自感
L_d	驱动线圈的自感
L_p	弹丸线圈的自感
L_{es}	电感储能器的自感
L_r	导轨自感
L'_r	导轨的自感梯度
L_{rs}	增强炮的等效自感梯度
l	长度
l_a	电枢轴向长度
l_c	驱动线圈与弹丸线圈间的耦合长度
l_d	驱动线圈长度
l_p	炮管长度或弹丸行程
l_m	线圈炮的互感长度
l_p	弹丸线圈长度
M	互感
Ma	马赫数
M_{Ar}	增强线圈与导轨间的互感
M_r	物质的相对分子质量(分子量)
M'	互感梯度
M'_{Ar}	增强线圈与导轨匝的互感梯度
m	弹丸发射组件的质量;相数;炮的级(或段)数
m_a	电枢质量
m_f	工作流体质量
m_p	弹丸质量
N	绕组线圈匝数;炮的总级(或段)数
N_m	摩尔数
n	粒子数密度;炮的级(或段)数
P	功率;贯穿深度
P_e	电功率
p	压力;动量
p_b	弹底压力

Q	热量;电荷[量]
q	热流[量]密度
R	电阻;摩尔气体常数
R_a	电枢电阻
R_d	驱动线圈电阻
Re	雷诺数
R_r	弹丸线圈电阻
R_s	导轨电阻
R'_s	导轨电阻梯度
r	半径;径向坐标
r_d	驱动线圈半径
r_r	弹丸线圈半径
s	距离;两导轨间距;滑差
T	热力学温度;周期
t	时间
t_a	有注入速度的弹丸(或电枢)被加速的时间
t_b	弹丸(或电枢)从静止开始被加速的时间
U	直流电压或电压有效值;内能
u	瞬变或脉冲电压;特殊情况下的速度
$U_a(u_a)$	等离子体电枢电压
$U_b(u_b)$	炮的后膛(尾部)电压
$U_c(u_c)$	电容[器]电压
$U_{ct}(u_{ct})$	接触电压
U_m	峰值(或最大)电压;磁位差
V	体积
v	速度
v_a	电枢速度
v_r	弹丸在膛内的速度
v_{r0}	弹丸的初始注入速度
v_{rf}	弹丸的炮口速度(电磁炮的初速)
W	能量
W_a	电枢损失的能量
W_{br}	导轨电阻损失的能量
W_{in}	导轨炮发射后电感剩留的能量
W_k	弹丸(或发射组件)的动能
W_M	机械能
W_m	磁能
W_0	炮电源总储能;初始能量
\mathcal{W}_0	绕组线圈螺矩

w_λ	光谱辐射能密度
X	电抗
x	炮的轴向距离;轴向坐标
Z	阻抗;原子的电离度;原子序数
α	角度;烧蚀系数;质量附加系数
γ	比热[容]比或绝热指数
δ	趋肤深度;厚度
δ_{BA}	B 、 A 点光程差
ε	介电常数
ε_0	真空介电常数
ε_r	相对介电常数
η	效率
θ	摄氏温度;温升;角度
λ	火药力;波长
μ	磁导率;摩擦系数
μ_0	真空磁导率
μ_r	相对磁导率
ν	粘度
ν_{ei}	电子-离子碰撞频率
ν_{e0}	电子-原子碰撞频率
ρ	密度;电阻率
σ	电导率;应力;斯特芬-玻尔兹曼常数
$[\sigma]$	许用应力
σ_s	强度极限
σ_s	屈服强度
τ	时间常数;线圈的极距
Φ	磁通[量];热流量
φ	电位[势];次要功计算系数;角度
Ψ	磁通链
ψ	角度
ω	角频率

第一章 绪 论

1.1 电炮产生的背景

电炮是全部或部分地利用电能为射弹提供推力的一类新型超高速发射装置,又称作电(磁)发射器。它包括电磁炮、电热炮和混合炮三大类。其中电磁炮是借助电磁力推进射弹的装置,又称作电磁发射器;电热炮是全部或部分利用电能加热工质而推动射弹的发射装置,又称作电热发射器。电炮或电(磁)发射器是相对火炮(或化学发射器)而后生和存在的。

电炮产生的背景首先与军事应用有关。传统的化学发射武器(火炮、火箭等),经历了漫长的发展过程。尽管火器与冷兵器时代所使用的机械发射装置(弓、箭等)相比,具有高得多的储能密度和功率密度,然而随着科学技术的进步,它已不能满足人类对发射能力(超高速、超高动能)的更高要求。诸如:

常规火炮 它又称固体发射药火炮。自从艾尔弗雷德·克鲁普(Alfred Krupp)的第一门铸钢火炮问世以来,常规火炮的发展历史就是一部“矛”和“盾”相互制约、相互发展的历史。火炮为了摧毁装甲,必须提高弹丸的速度或炮口动能,近 10 余年发展起来的加农炮,其弹丸初速已达到 $1.5 \sim 1.7 \text{ km/s}$ 。然而,火炮所攻击的“盾”,例如坦克,采用某些复合材料和特殊装甲,其反侵彻能力迅速地提高,使现有的反坦克火炮不禁黯然失色;此外,防空和反导也要求火炮能大幅度地提高弹丸的初速和动能。不幸的是,常规火炮的弹丸初速受到各种固有因素的限制。

首先,为提高弹丸初速必须增大膛压,从而要求增加装药质量。但理论与实践表明,装药质量与弹丸质量之比大于 5 时,速度已无明显提高。再者,身管所能承受的压力有限,以增高膛压来提高弹丸初速,终非良策。

其次,弹丸在膛内受到火药燃气的压力作用而加速,其速度不会超过火药燃气的滞止声速 C_s (一般 $\leq 0.5 C_s$),也即弹丸初速存在一个理论上的极限速度。由分析计算可知,现有火药燃气的滞止声速 C_s 在 $1.6 \sim 3.3 \text{ km/s}$ 之间。采用新型火药,降低火药燃气的分子量, C_s 会有提高,但弹丸初速难以超过 2 km/s 。如果在结构设计上采用加长炮管尺寸等办法延长火药燃气压力的作用时间,也不会使弹丸初速跨越这一极限。

火箭 火箭速度虽然不受滞止声速的限制,但这种发射装置仍有许多不足。首先,火箭发射的有效载荷仅为火箭自重的 1% 左右。而不断反方向喷射的高速工质实际上是一种浪费,其推进效率也很低。其次,火箭要求高级的推进剂,每次发射成本很高,而且化学反应一旦开始,便失去控制。此外,火箭的加速度很小,需经过足够长的时间才能达到高速。因此,实际使用中常采用多级火箭。由于火箭技术上的复杂性,一般很难达到超高速。

轻气炮 轻气炮是以轻质气体(氢气、氦气等)为工质来加速弹丸从而获得高初速的

发射装置。由于采用轻工质,滞止声速 C_s 要高得多。用轻气炮发射弹丸所得的初速,也比常规火炮高得多。迄今,采用两级工作原理的轻气炮已能将弹丸加速到 11.3km/s ,但进一步提高速度已很困难,而且它的辅助设备繁杂、炮体庞大,又只能单次发射。它虽诞生40多年,目前仍用它作动高压试验,或用它模拟内弹道、终点弹道以及引信试验。

热能炮 热能炮是带有粒子床加热器的发射装置^[1],它也是利用轻质气体膨胀来加速弹丸的。加热的方法有两种,或直接使用核能(粒子床核反应堆)加热气体,或用极热的燃烧气体(如再生粒子床热交换器)间接加热。

目前,热能炮已能把 100g 的弹丸加速到 3km/s ,据称有可能达到 12km/s ^[1]。但热能炮仍是利用常规炮管以高温、高压气体推动弹丸,从原理上看它只是化学炮的一种外延,很难取得突破性的进展。

液体发射药火炮(LPG) LPG是一种用液体推进剂作发射药的火炮。由于液体火药能量高、爆温低,采用合理的结构设计,可按射程要求连续地改变装药量,从而得到平坦、持续时间较长的膛压曲线,故可以改善内弹道性能,提高弹丸初速,增大射程和延长身管寿命。自第二次世界大战以来,许多国家都在研制这种火炮,目前正处在靶场试验阶段,可望用于实战。但LPG仍属于化学火炮的工作原理,是常规火炮的改良,而且弹丸初速很难突破 2.5km/s ;再者,液体发射药有毒,给使用上带来不便;它的供药系统、安全点火和燃烧速率控制的设计都存在工程技术上的难题,这种火炮难有更大作为。

随行装药火炮 从另一角度看,在常规火炮中,即使在很大的装药质量与弹丸质量的比值(c/m_p)时,推动弹丸的压力也仅是膛底压力的一小部分;发射药释放的能量不仅用于加速弹丸,而且还用于加热弹底的气体,使这部分气体必须有与弹丸相同的速度。可见,常规火炮难以使弹丸达到超高速。人们自然要想到利用“随行装药”方法来提高火炮的初速。最早提出这一概念的是法国人兰维勒(Langweiler)(1939)。随行装药火炮是对常规火炮的一种改进,也是一种化学发射器,它利用了随行装药效应,其原理如图1-1所示^[2]。由附在弹体上的快速燃烧发射药产生的推力和气体压力,加速身管内的弹丸-随行装药联合体。此联合体首先被常规装药所加速。常规装药也是随行装药的点火源,当药室达到预定的设计压力后,随行装药便被点燃,它向后喷射高压气体,以此弥补已开始下降的膛压。在理想环境条件下,调整随行装药药粒的燃烧过程和速度,直到弹丸出炮口前,可对弹底提供一个近似的恒定压力(p)。在所需能量之处(弹底附近),火药的能量得以释放。因此,随行装药火炮不像常规火炮那样存在压力梯度限制,从而能获得更高的初速。显然,为了在弹

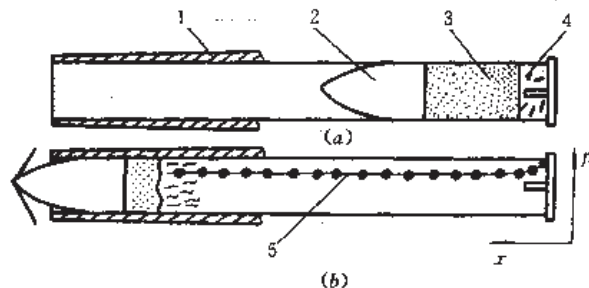


图 1-1 理想定压随行装药推进循环

(a)待发状态;(b)发射状态。

1—身管;2—弹丸;3—随行装药;4—常规装药;5—压力曲线。

丸出炮口之前将发射药燃烧完,需要使用比常规发射药燃速快 2~3 个数量级的速燃火药作随行装药。

随行装药效应仅在 c/m , 较大时才能体现出其优点。理论上,随行装药火炮可达到 3km/s 的初速,但实际上只能达到理论初速的一部分。随行装药火炮要求高燃速火药,还要求发射药传给弹丸的推力必须是机械性质的,因此研制这种发射药的难度很大。如何把适用的速燃发射药以适合的装药结构联系在一起和在适当的时间点火,也是很困难的技术。因此,迄今尚未实用。

冲压加速器 其原理与吸气式冲压发动机相似。冲压加速器由预加速、排气泄压和加速段组成。弹丸前后呈锥状,与加速管壁形成扩压、喉部和扩散段,使处于喉部下游的正激波点燃加速管内的可燃混合气体,向后喷射以加速弹丸。

由上述可知,人们为了改善发射物体的能力,追求更高的速度和更高的动能,经历了漫长的发展过程,而且还在继续不断地奋斗着。为了摧毁坦克一类的装甲目标,就需要弹丸有比常规火炮更高的初速;而在航天领域,人们期望有一种比化学火箭更为优越的新型发射器,以便能较容易地把卫星、航天飞机等航天器加速到第一、第二乃至第三宇宙速度;人们还希望把小质量弹丸加速到每秒几十公里,进行一些高速碰撞的科学试验。然而,除火箭外,上述所有常规化学发射器其工作原理都是在筒状炮管内,藉高温、高压气体膨胀推动弹丸做功得到高初速的。尽管人们采用不同的推进剂(固体的、液体的、乃至低分子量的)和不同的结构,但由于原理上的局限性,已难取得突破性的进展。在这种情况下,就必须另辟蹊径。于是,新一代超高速的电(磁)发射装置——电炮就应运而生了。

1.2 电炮的发展

电炮和所有其它新生事物一样,也经历了艰难曲折的发展过程。但一些具有远见卓识的科学家和工程技术人员,却矢志不移地对它进行研究和试验,取得了许多成果。

1.2.1 电磁炮的发展

早在 1845 年,查尔斯·惠斯通(Chars Wheastone)建造了世界第一台直线磁阻电动机,并用它把金属棒抛射到 20m 远的地方。1895 年,梅厄(Mayor)获得第一个直线感应电动机专利。此后,德国数学家柯比提出用“电磁推进”制造“电气炮”的想法。但第一个提出电磁炮概念并进行试验的挪威奥斯陆(Oslo)大学物理学教授伯克兰(Birkeland),他在 1901 年获得了“电火炮专利”,并使用直流激励管状直线电动机的系列线圈,把 500g 重的弹丸加速到 50m/s;这个试验模型后来展示在奥斯陆的科学博物馆内。1912 年,法国的埃米尔·巴彻勒特(Emile Bachelet)建造了一个交流激励的磁推进装置,在 1914 年展出时,曾引起英国首相邱吉尔的兴趣。1917 年,另一位法国发明者提出利用磁场力发射有翼炮弹的设想。1920 年,法国的福琼-维莱普勒(Fauchon-Villeple'e)发表了《电气火炮》一文。几乎与此同时,美国费城的电炮公司研制了用于火炮的电磁加速器。1937 年,美国的航空公司创始人诺思拉普(Northrup)教授以“Abkad Psendoman”为笔名在《0 到 80》一书中提及了电磁发射原理。此后,美国普林斯顿大学试用电磁力发射了载体。到第二次世界大战爆发前,各种电炮的专利已达 45 项之多。战争期间,德国、日本都曾研制过电磁炮。1944 年德

国的汉斯莱(Hansler)曾将 10g 弹丸加速到 1.2km/s。1946 年美国的威斯汀豪斯电气公司建成一个全尺寸的飞机弹射装置,名叫“电拖”(“Electropult”)。它是一个初级运动的直线感应电动机。尔后,美国海军和空军也做了一些研究工作。但是,空军的科学研究所经过反复论证,于 1957 年得出“电磁炮根本行不通”的结论,把电磁炮研究打入“冷宫”。在此影响下,使电磁炮的研究一度降到低潮。可是,那时期澳大利亚和其它一些科学家却持不同看法,在 60 年代仍孜孜不倦地工作,并取得了一定的进展。例如,澳大利亚国立大学的马歇尔(Marshall)及其同事在改进大电流滑动接触技术方面,提出了“等离子体电弧电枢”概念。美国的布拉斯特(Brast)和索勒(Sawle)首先利用等离子体电枢把 31mg 弹丸加速到 6km/s。他们拨亮了即将熄灭的电磁炮研究之“火”。1966 年,美国内华达大学的温特伯格(Winterberg)教授提出用磁行波加速超导体的概念。1967 年,苏联的鲍恩达列托夫(Бондалетов)用 1cm 长的单级脉冲感应线圈炮把 2g 铝环加速到 5km/s。1972 年,美国宇航局(NASA)提出电刷换向的螺旋线圈炮;而麻省理工学院则研制出第一台类似同步直线电动机的线圈炮。

基于上述的工作成就和脉冲功率技术学科的发展,使电磁炮技术在 70 年代有了重大突破。1978 年澳大利亚国立大学的马歇尔等公布了惊人的研究成果:用 550MJ 单极发电机和等离子体电枢,在 5m 长的导轨炮上把 3g 聚碳酸脂弹丸加速到 5.9km/s 的初速度。这一重大成就,从实验上证明了用电磁力可将较重的弹丸推进到高速的可能性,为电磁炮的发展作出了开拓性的贡献。从此,电磁炮的研究工作开始迈入了新阶段。

马歇尔等人的划时代性成就,使世界各国的科学家受到极大鼓舞和启发,同时引起各国军方的浓厚兴趣和关注,于是纷纷投入大量人力、财力对电磁炮进行试验研究,并建立了不少电磁炮实验室。美国、前苏联、澳大利亚、英国、法国、日本、中国、以色列、德国、荷兰以及丹麦等十几个国家竞相实验研制。目前,美国处于领先地位。

1978 年,为了评估电磁炮技术及其应用潜力,在美国陆军装备研究发展中心中心的倡议下,成立了有关电磁炮研究的国家咨询委员会和技术学部。国防高级研究计划局(DARPA)成为各大学和公司(诸如德克萨斯大学、劳伦兹·利弗莫尔国家实验室、桑迪亚实验室、洛斯·阿拉莫斯国家实验室、麦克斯威尔公司、麻省理工学院、普林斯顿大学、国际物理公司和宇航局等 40 多个单位)电磁炮研究的主要支持者。

1.2.2 电热炮的发展

电热炮的研制早在 1945 年始于德国,设计者叫 O. 马克(Muck),他的设计思想首次出现在当时的战争装备与生产部部长的秘密文件中,他是实际研制电热炮的第一人,他在此之前曾从事线圈炮和导轨炮的研究工作。1956 年,美国通用动力公司的约勒(Yoler)设计出一种多级加速结构的电热炮,可不断地加速膛内的弹丸,从而有可能提高弹丸的炮口初速,此人还申请过数个有关电热炮的专利。同年,一位叫布洛克松(Bloxson)的人,设计出另一种电热炮,并申请了专利和发表了论文,他采用了电弧加热氮气的方案,把直径 3mm 的尼龙环加速到 2.99km/s。1960 年,美国国防部发表了《电弧炮的研究报告》,并由空军导弹局组织实施研制;在这种炮的药室内装有充作“发射药”的氢化锂,膛内放置弹丸,用已充电的电容器组向药室放电,结果把 10mg 的尼龙弹丸加速到 4.9km/s。尽管以上的工作曾为电热炮的发展和研究工作作出了一定的贡献,但是由于当时的脉冲功率技术和其它

相关学科水平的限制,以及人们急功近利地偏爱导轨炮,总希望完全脱离化学火炮的工作模式,从而冷落了电热炮的研究。直到最近几年,前苏联、美国、前西德和以色列等国在研究导轨炮和线圈炮的同时,从对比中发现了电热炮的实用性。此后,人们再次对电热炮热衷起来,并在技术上获得了重大突破,使得电热炮的发展在 80 年代有了转机。

前几年,前苏联曾在 FST-2 型坦克上试验了 135mm 口径的电热炮,据称弹丸初速已达到 2.5km/s,有可能在 90 年代电热炮先于导轨炮或线圈炮装备在类似 FST 型坦克上。美国对前苏联的成就极为关注,因为这种装有电热炮的坦克发射如此高速的弹丸,并且效率将比 T80 型坦克炮的效率 55%,其弹丸能穿透坚固的陶瓷复合装甲,它的出现将使美国 M-A-1 型坦克和法国的 AMX 莱克莱尔坦克大为逊色。美国战略专家道·斯托里(Dow Storry)这样评论前苏联的坦克电热炮:“苏联在战术技术上已获得了成功,而这个成功的战略意义与战术核武器的出现一样重要”。

美国亦不甘落后,对电热炮的研制加快了步伐。有代表性的研制单位是通用动力公司和食品机械(FMC)公司,它们与军方签订合同研制一种间热式电热炮,称作燃烧增强等离子体(CAP)电热炮,实际上是一种电热化学(ETC)炮,与图 5-2 所示相类似。CAP 炮用放电产生的高压、高温等离子体加热、离解熔能较高的工作流体,从而提高“发射药”的能级。此外,美国和以色列合作研制另一类间热式电热炮——固体推进剂电热化学炮,即固态工质 CAP 炮(与图 5-2 所示相类似):这种炮是借助高温等离子体加热固体发射药以提高能量水平的。它们在 60mm 火炮上装 M30 型粒状发射药进行电加热试验,使炮口动能提高了 25%;若改进推进剂和用等离子体控制燃烧过程,预计炮口动能可提高 35%,将使 120mm 坦克炮的炮口动能达到 13~14MJ。1989 年,美国通用动力公司在绿色农场(Green Farm)试验场上首次进行了电热炮的实弹射击试验,并把电热炮列入美国国防部关键技术计划中。该计划准备于 1995 财政年度制造和使用 155mm 的电热炮,直接作为战术武器,供陆军作为延伸射程(3~5km)的反装甲武器,对付敌人的下一代坦克;海军把它装在水面舰船上,用以拦截和摧毁 15km 以外的现有和未来的导弹武器系统;空军把电热炮用于诸如 A-10 等近距离的空中支援飞机上,以毁伤地面远至 5km 的装甲车。据英国《海上防务》(1993 年 7~8 月)报道,美国食品机械公司海军系统分部 5 月份成功地在火炮试验场进行了电热-化学炮速射演示,使用 60mm 口径的炮,以 200 发/min 的射速实现 10 发点射(弹丸 2.75kg)。该公司现已将这世界上第一门速射电热炮交付美国海军试用。

以色列的核研究机构早已在研制电热炮。他们在现有常规火炮的炮闩和炮管的内壁涂一层绝缘材料(如聚四氟乙烯等),用已充电的电容器向炮管放电,在弹丸后面形成聚四氟乙烯材料的高温等离子体,同时向弹丸后的炮管内注入石蜡和水,用等离子体加热这些物质以产生氢,氢气同时被等离子体加热而膨胀,进而推动弹丸前进。目前,这种特殊型的电热炮,已能把弹丸加速到 4km/s。

中国科学院合肥等离子体物理研究所,1988 年研制了一台等离子体箍缩型电热炮,作为该所导轨炮的前级注入炮用。此电热炮系用大电流加热后膛内的铝箔,使其电爆炸产生等离子体,借助等离子体的箍缩效应,把 30g 的弹丸加速到 570m/s;当在后膛再填加 800mg 速燃火药时,将 50g 弹丸加速到 700m/s。中国工程物理研究院流体物理研究所 1991 年制作了一门液态工质间热式电热炮,即液态工质的 CAP 炮,炮口径为 23mm,已把 20g 弹丸加速到 1850m/s,穿透了 30mm 厚的钢板;这门 CAP 电热炮的工作流体是 H_2O_2 。

等轻工质,用塑料袋封装后置入燃烧室的,电源为充电的电容器组。

1.2.3 电炮现状

为了促进电炮理论的提高和工程技术的发展,由美国陆军军备研究和发展司令部 (ARRADCOM) 以及国防高级研究规划局主办,于 1980 年开始召开了第一届电磁发射技术讨论会,决定以后每隔 2~3 年召开一次,并允许其它有关国家参加,具有一定的国际性质。在第二届会议上,决定开始设置以已故的彼得·马克 (Peter Mark) 教授命名的“彼得·马克勋章”,授予对电炮技术和理论发展有杰出贡献的人。至今,已召开了 6 次这样的会议 (表 1-1)。

表 1-1 历届(国际)电磁发射技术讨论会情况

届次	时间 (年·月·日)	地 点	发表论 文 数	彼得·马克勋章获得者
第 1 届	1980. 11. 04~06.	美国加州, 圣迭戈 (San Diego)	31	
第 2 届	1983. 10. 10~13.	美国马萨诸塞州, 波士 顿 (Boston)	56	P. 马克 (Mark) 本人 (他妻子代领) ^① ; R. A. 马歇尔 (澳大利亚国立大学); 亨利·科尔姆 (Henry Kolm), 电磁发射研究公司
第 3 届	1986. 04. 20~24.	美国德克萨斯州, 奥 斯汀 (Austin)	90	W. T. 韦尔登 (Weldon), 德克萨斯大学机电中心主任
第 4 届	1988. 04. 12~14.	同上	123	J. P. 博伯 (Borber), 国际应用物理公司
第 5 届	1990. 04. 03~05.	美国佛罗里达州, 桑 德斯汀 (Sandestin)	129	I. R. 麦克纳布 (McNab), 威斯汀豪斯电气公司
第 6 届	1992. 04. 28~30.	美国德克萨斯州, 奥 斯汀 (Austin)	161	R. S. 霍克 (Hawke), 劳伦斯利弗莫尔国家实验室

①普林斯顿大学的固体物理学家和电气工程师, 1978 年创立国家电磁推进咨询委员会 (NAPEMP) 的发起人之一。

仿效美国, 欧洲为了推动电磁发射技术的进步, 也建立了“欧洲电磁发射技术讨论会”制度。第一届会议于 1988 年 9 月在荷兰的德尔夫特 (Delft) 召开, 第二届会议于 1989 年 9 月在法国的圣路易斯 (Saint-Louis) 举行, 第三届会议在英国伦敦于 1991 年 4 月由 RARDE 主持召开。今后将继续开下去。

以上这两类电炮学术交流会, 已成为观察当今世界电炮技术发展的窗口。与此同时, 从 1989 年 3 月开始, 美国国防部根据国会的一项法令, 每年向两院军委会提出《国防部关键技术计划》, 把电炮放在了显赫地位, 逐年增加经费, 极其重视电炮的研制。早在 1986 年, 国防高级研究计划局就宣布把电磁炮作为战术武器系统, 与战略防御用电磁炮并行不悖地研究。国防部在武器装备研究报告中写道: “在探讨打击装甲的更好的手段时, 我们将使用毫米波和红外探测器以及超高速电磁炮计划的最新成果。”1987 年, 在德克萨斯大学成立了高技术研究所以, 以协调全美国 40 多个单位的电磁炮研究工作。

在上述的欲望和卓有成效的工作推动下, 十几年来电磁炮已有长足的进步 (表 1-2), 为其实用化奠定了坚实的基础。美国国防部最近这样评估前阶段电磁炮发展进度: 在过去 5~7 年内, 弹丸的炮口动能和炮管寿命增加了 100 倍, 而效率几乎提高了一个数量级。多

次发射能力已从一天打几发提高到以大于 5 发/s 的射速连射 30 发。对于陆基系统来说,效率已经足够高,炮管寿命和炮口动能已达到原战术系统要求的数倍。

表 1-2 世界各国已公布的主要电炮性能指标

国 家	研究机构	炮种	弹丸重 (g)	初速度 (m/s)	时间 (年)	注
澳大利亚	国立大学	导轨炮	3.3	5900	1978(公布)	单极机电源
美 国	劳伦兹·利弗莫尔实验室	导轨炮	2.8	9300	1981	
美 国	威斯汀豪斯公司	导轨炮	317	4200	1984	单极机电源
美 国	洛斯·阿拉莫斯实验室	导轨炮	5.3/10.5	3400/2400	1984	
日 本	NCLI	导轨炮	20	1500	1984	
美 国	威斯汀豪斯公司	导轨炮	150	9600	1985	
中 国	工程物理研究院	导轨炮	0.34	1680	1986	电容器组电源
英 国	RARDE	导轨炮	(50/100)	(3900/2750)	1986	
德 国	LRT-TUM	导轨炮	(10)	(3500)	1986	
美 国	麦克斯威尔公司	导轨炮	(106)	(3700)	1986	
中 国	工程物理研究院	导轨炮	1.4/3.0	3600/3200	1988	电容器组电源
前苏联		电热炮	相当 135mm 坦克炮弹重	2500/2800	1988	已装备 FST-2 坦克
中 国	科学院等离子体所	导轨炮	30	3000	1988	电容器电源
英 国	武器研究部	导轨炮	227	7200	1989	5m 长
美 国	卡曼航天公司	线圈炮	(1125)	(4000)	1989	每分 3 发
以色列		电热炮		4000	1989	
中 国	科学院等离子体所	导轨炮	50	3000	1990	
美 国	德克萨斯大学	导轨炮	2400	2600	1990	90mm 口径
美 国	麦克斯威尔公司	导轨炮	1850	3300	1990	90mm 口径
美 国	食品机械公司	电热炮	相当 120mm 滑膛炮弹重	3000	(1990)	
中 国	科学院等离子体所	线圈炮	4.4×10^4	14	1991	
中 国	工程物理研究院	电热炮	20	1850	1991	23mm 口径
美 国	桑迪亚实验室	线圈炮	5000	1000	1991	
美 国	战略防御预研所	导轨炮	(5000)	(4000)	(1992)	
美 国	桑迪亚实验室	线圈炮	(1.1×10^6)	(300)	(1992)	
美 国	战略防御预研所	导轨炮	(2000)	(10000)	(1995)	
美 国	科学应用有限公司	导轨炮	$(1 \times 10^5 \sim 1 \times 10^6)$	(6000~9000)	(1998)	400m 长, 20MA

注:表内括号数字为设计或预计值。

目前电热炮也取得了长足进展,例如美国 FMC 公司已研制出 9MJ、120mm 的电化学滑膛炮原理样机,能在 3 分钟内发射 9 发炮弹,并采用了旋转式的供输弹装置。

1.3 电炮的前景

电炮的前景取决于它的优点和可能的应用潜力^[3,4]。

人们之所以特别重视电炮,是因为多数电炮有着以下异乎寻常的优点:(1)初速高

电磁炮的电磁推力比一般火药的推力大一个数量级,且电磁炮不受声速限制。因此,视弹丸质量的大小,可将其加速到每秒几千米到每秒几十千米。军事家们对高初速感兴趣,是因为此时动能大,并可减小射击目标的提前量和跟踪的困难,提高射击精度,有利于对付机动目标,从而加强了进攻和防御能力。对于天基反导而言,拦截武器的弹丸速度越高,意味着所用的武器数量越少;况且在特高速(100km/s)时,电磁炮的作战反应速度已比天基射束武器反应快;(2)能源简易 电磁炮一般用低烃类燃料作能源代替火箭、火炮的高级推进剂。这样不仅安全、成本低(同样弹丸动能时比价为化学推进剂的1%左右),而且由于采用低级燃料增加了发射阵地的安全性;(3)有利于隐蔽 这是由于电磁炮的火焰、烟雾和冲击波均小的缘故。若合理设计,炮体的后坐力亦很小;(4)有利于改变射程 在常规火炮中是采用变装药来改变射程的,而电炮通过简单地控制输入能量(电流)即可在一门炮上随意改变射程。若精确地控制初速度,尚可发射“灵巧弹药”;(5)电磁炮工作稳定、重复性好 这是因为不存在常规火炮的那种因点火过程和发射药燃烧的微量变化而出现的延迟点火、突然撞击和加速度突变等问题;(6)电磁炮炮管和弹丸形状不受限制 因此,可

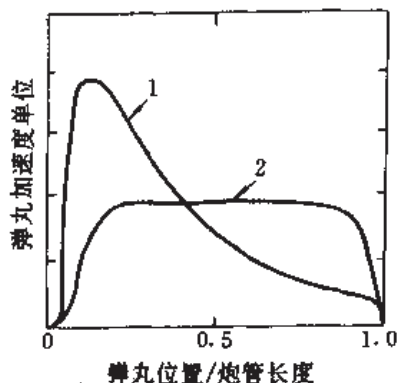


图 1-2 电炮弹丸加速度和弹丸位置的关系
1—火炮;2—电炮。

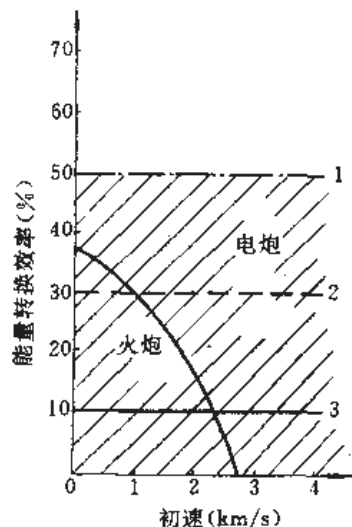


图 1-3 火炮和电炮效率比较
1—线圈炮;2—导轨炮;3—电热炮(平均)。

仅从效率考虑采用空气阻力小的其它形状弹丸;(7)电炮弹丸的平均加速度和峰值加速度的比值小 电炮的加速度可以做到不随炮管的位置变化(图 1-2),弹丸几乎是匀加速运动,受力均匀,应力小,不仅稳定性好,而且便于装配精确的制导系统,有利于战斗部“智能化”;(8)电炮弹丸质量(或体积)小 这是因为弹丸速度高、动能大,需要同样动能时弹丸的质量小。这有利于在坦克、舰船和太空飞行器上大量储存;(9)装弹快 这是由于电磁炮的多数均可后膛开放,无炮闩,甚至前发未出炮口后发便可装填;(10)效率高 电炮不仅效率比火炮高(图 1-3),而且效率不像火炮那样随初速度变化。用于天基作战平台时,它比粒子束武器^[5]重量轻、体积小;(11)可发射质量大小相差悬殊的射弹 既可发射小至毫克级的弹丸,又可发射大至几百吨的有效载荷发射体。

电炮最有前途的应用是在军事上^[4],并且近来人们的兴趣集中于战术应用上。各种电炮都可作战术武器使用。在陆军,电炮将主要充任自行火炮用。即使为避免大气烧蚀而使

用 4km/s 的速度,电炮也是常规火炮弹丸速度的 $2\sim 3$ 倍。有人研究指出,若用电炮把穿甲弹的速度提高到 3km/s ,则坦克的防御和进攻能力将提高 4 倍,因此把电炮装备主战坦克和作为反坦克炮都是有前途的。若把 $40\sim 50\text{mm}$ 口径的电炮安装在装甲车上,可作防空武器用。计划研制的 155mm 口径的电磁炮,能发射带有制导系统的弹丸达 50km 射程,可代替远程火炮用。电炮之所以能充任防空的高炮,是因为它弹丸可做得小、速度高,具有 500 发/ min 的发射速率,能增大攻击目标的单位面积动能。

在海军,面临最严重的问题是如何对付高性能反舰导弹的攻击。目前已趋于尽善尽美的小口径速射火炮的炮口动能也难以对付新一代超声速导弹。用高射速的电炮取代小口径火炮以防空和拦截导弹,可以极大地增加防卫半径和杀伤概率。论证认为,海军用电炮防空和对付掠海导弹是有效的;舰船本身体积大,载重能力强,比战车和飞机更有利于安装电炮。此外,可把电磁炮装在航空母舰上作为飞机的弹射器。重量仅为蒸气弹射器的 1% 的线圈式电磁弹射器,能在 3s 内启动一架 36t 的战斗机,以 227km/h 的速度弹射出去。

在空军,若采用电(磁)发射装置,可形成一种全新的野战机场和短程起降方式。此外,射速 500 发/ min 的小体积电炮完全可以作为机载武器。

在战略防御方面,天基电炮能发挥更大的威力。之所以采用天基电炮作为拦截中程、潜射和洲际战略弹道导弹的武器,有以下两个原因:第一,用动能摧毁目标的效果比较可靠。由于电炮效率高,它发射的初速为 $10\sim 20\text{km/s}$ 的小弹丸作用在单位面积上的能量比强激光束大,只要具有兆焦级的动能便能摧毁来袭的导弹,即使 10g 重、 20km/s 速度的弹丸,便可使导弹外壳碎裂或气化;第二,由于电炮是用射击弹幕方式来拦截目标的,并可采用小型半自动制导炮弹,所以天基电炮反导弹平台对火控系统的要求要比强激光武器^[5]系统简单得多,容易实现。天基电炮尚可用于攻击敌方的卫星和空间站。

在航天领域,不管军用或民用,电炮都有诱人的前景。主要有两方面应用^[6]。一是空间轨道转移:把电源和炮体适当地固定,利用电磁炮发射时的反作用力,把各种空间站、平台、军(或民)用卫星和其它航天器等,从某一地球轨道转移到另一要求轨道。分析表明,这种方法效果好,成本低。二是陆基定向发射:即用大型多级电炮直接发射洲际弹道导弹、卫星、航天飞机和星际探测器,并可按要求把它们加速到第一(7.91km/s)、第二(11.2km/s)乃至第三(16.7km/s)宇宙速度,使其进入地球和太阳轨道,或逃逸太阳系。人们认为,用大型电炮全部(或部分)地代替火箭至少有两个好处:(1)电炮发射的是纯有效载荷,成本可降至原来的 $10\%\sim 20\%$,甚至 1% ;(2)能极大地缩短加速过程,致使敌方来不及拦截。用电磁炮,即使仅代替第一级火箭,也会大大提高效费比。特殊形状的航天器(如航天飞机),用线圈炮发射更为有利。

此外,电炮可用于高压物理实验,以研究材料的状态方程,以及金属成形和焊接等;还可用电炮发射特高速小弹丸撞击热核燃料靶,进行碰撞核聚变研究;而用线圈炮原理推进的磁悬浮列车,可以实现地面高速运输。

电炮的一系列独特优点,展现出它的美好诱人的发展前景。正如第二届电磁发射技术讨论会颁发勋章的公告所说:“自从发明火药以来,电磁发射技术可能是脉冲功率技术领域中最有意义的发明。”目前世界正在限制和销毁战略核武器,各国都转向寻求能增强战斗力的战术武器,电炮以它的无可比拟的优点倍受青睐。就人类生存环境而言,人类将来

必然要在太空建立生活区,而电炮有助于人们的往返于地球与太空之间和运输。尽管电炮目前还有些技术问题尚待解决,但 10 余年取得的突破性的进展和研究结果表明,电炮用于军事指日可待。图 1-4 是美国拟装备在坦克上的实用电磁导轨炮样机,该炮于 1992 年春在尤梅靶场进行了实弹射击试验。据称^[7],美国军方计划用五年的时间正式装备部队。

电炮的出现,是发射理论和技术发展的一次飞跃,它的意义和应用潜力现在尚难估量。正如费尔(Fair)所说^[8],“关于研制电磁发射器的前景是极其美好的,这种新技术与化学推进剂竞争以代替现有的许多发射任务,并有可能完成以前发射器不能做的工作。它的意义是极其重大的,将对一个国家的能源、运输、防御和空间规划产生重大影响。”

就武器应用而言,美国 1978 年开始对电炮技术进行了评估,1985 年国防科学委员会得出结论:“未来的高性能武器,必然以电能为基础。”

以上的发展事实和科学预言,为电炮或电(磁)发射技术展现出美好的诱人前景;同时激励着人们为实现它而努力奋斗。一个全新的电(磁)发射时代即将到来。

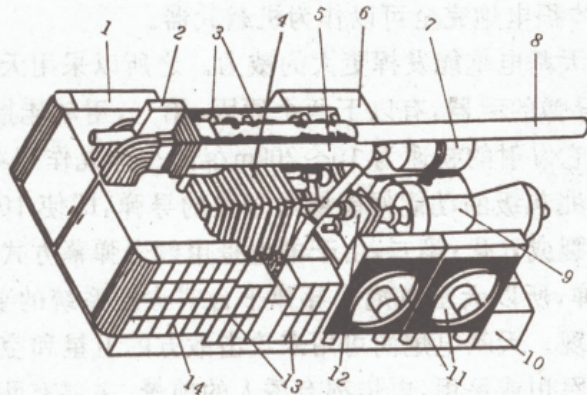


图 1-4 实用电磁导轨炮样机^[7]

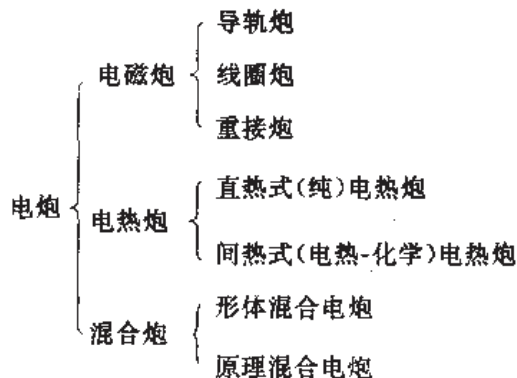
1,14—炮开关;2—自动装填器;3,13—激磁用电源;4—补偿脉冲交流发电机;5—炮反后坐和升高装置;6—轴承油冷却器;7—辅助动力透平机;8—9MJ 电磁导轨炮;9—原动力透平机;10—控制系统;11—辅助油冷却器;12—传动变速箱和离合器。

1.4 电炮的分类

在脉冲功率技术中,电炮可谓后起之秀。电炮技术涉及许多学科理论,诸如电学、磁学、等离子体物理、工程力学、化学、材料学、量子力学、计算物理、固体物理、核物理和流体力学等。电炮技术又是多学科的交叉渗透,并非是简单的机-电一体化的混合体。因此现在和未来必然产生一些新的机-电构型问题和一些混乱的术语问题。随着电炮技术的成就,用一些较准确的术语从实质上对各种电炮的发射概念进行分类十分必要。1987 年,韦尔登(Weldon)在“非导轨型电磁加速器讨论会”^[9]上仅对电磁炮进行了本质分类,他以电枢的激励、定子场控制和工作方式把电磁炮分为导轨型和线圈型。他没考虑电热炮的参与,这显然是不完整的。由于电热炮已成为电炮家族的重要成员,必须对电炮有一个新的系统

的科学分类。

电炮的分类方法有多种,诸如以炮的形式、电源性质(阻抗或交直流)、射弹与炮管有无接触、射弹受力部位(弹底还是沿长度)、加速度比是高还是低、循环功率的高低等方面分类。但最能体现实质的应从工作原理分类,在工作原理相同的情况下,按工作方式分类。据此,我们把电炮分为:



可这样定义它们:电炮是全部或部分地利用电能为射弹提供推力的一类新型超高速电(磁)发射装置;电磁炮是借助电磁力推进射弹的电磁发射器;电热炮是全部或部分利用电能加热工质而推动射弹的电热发射器(或电热-化学发射器);混合电炮是各种电炮或化学发射器以其形体或者以其工作原理混合工作的一类混成电(磁)发射器。

就目前电炮的发展水平而言,电磁炮、电热炮和混合电炮分别包括以下诸炮种——

1. 导轨炮包括:简单导轨炮;分散馈电(分散储能、分散电流)型导轨炮;串联增强(层叠式、平面式和保护板式)型导轨炮;外场增强(常规导体和超导体)型导轨炮;炮口分流型导轨炮;多轨(圆口径和方口径)型导轨炮;保护板增强型导轨炮;超导悬浮电枢型导轨炮;同轴轨型导轨炮;以及多相型导轨炮等等。

2. 线圈炮包括:电刷换向的螺旋线圈炮;无刷螺旋线圈炮;直流电枢分立驱动(单相和双相)型线圈炮;单级脉冲感应型线圈炮;同步感应型线圈炮;异步感应型线圈炮;磁化弹丸行波型线圈炮;以及磁阻线圈炮等等。

3. 重接炮包括:板状弹丸型重接炮;柱状弹丸型重接炮。

4. 直热式电热炮包括:细管侧限放电型电热炮;等离子体药筒型电热炮;等离子体箍缩型电热炮;爆炸导体型电热炮;侧注入等离子体型电热炮等等。

5. 间热式电热炮包括:电子束电热炮;随行电极电热炮;药室放电型电热炮;固态工质CAP^①电热炮;液态工质CAP电热炮等等。

6. 形体混合电炮包括(仅举3例):电热-导轨炮;导轨-线圈炮;火炮-导轨炮等多种。

7. 原理混合电炮包括(仅举3例):磁通聚集加强炮;“火炮”馈电的导轨炮;电磁火箭炮(导轨式和线圈式)等多种。

为了以上述分类展开和论述全书,现将4种目前占主导的电炮概貌列于表1-3。

① CAP为“燃烧增强等离子体”之英文缩写

表 1-3 四种主要电炮概貌

炮 称	原 理	炮 管 形 式	电 枢	弹丸质量 (kg)	速度 (km/s)	电(能)源 ^①	现 状
导轨炮	洛伦兹力	金属导轨 (有接触)	固体或等离子体	$10^{-3} \sim 10^3$	$10^2 - 1$	C, B, A, HPG, MFCG, MHDG, CAP.	即将投入使用
线圈炮	载流导体间的磁力 (或安培力)	驱动线圈 (可无接触)	金属环; 绕组线圈	$10^{-1} \sim 10^3$	$10 \sim 10^{-1}$	RFG, DA, CAP, C, A.	工程发展研究
重接炮	磁场重接	无炮管 (无接触)	经典炮无电枢	$1 \sim 10^3$	$10 \sim 10^{-1}$	RFG, DA, C, CAP, MFCG, MHDG.	应用研究
电热炮	等离子体加热和压缩; 电加热轻质燃料膨胀; 电爆炸导体	密闭炮管 (金属和绝缘体兼有)	无电枢。弹丸接触或不接触	$10^{-3} \sim 10^2$	$10^2 \sim 1$	C, CAP, A, DA, MHDG, MFCG, B.	即将应用

①C—电容器, B—蓄电池, A—普通交流发电机, HPG—单极发电机, CAP—补偿脉冲交流发电机, MFCG—磁通压缩发生器, MHDG—磁流体脉冲发电机, RFG—增频发电机, DA—圆盘交流发电机。

参 考 文 献

- 1 Powell J R, Horn F L, Benenati R, et al. Technology of Thermal Hypervelocity Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22(6): 1675~1680
- 2 Stiefel L 编, 杨葆新等译. 火炮发射技术, 北京: 兵器工业出版社, 1993.
- 3 王莹. 炮中之王. 科技日报, 1987. 07. 28(3)
- 4 王莹. 电磁炮及其军事应用. 军械, 1988, (3): 60~61
- 5 王莹. 射束武器. 现代兵器, 1992, (7)和(8): 9和14
- 6 王莹. 空间的电磁推进技术. 推进技术, 1987(4): 49~54
- 7 Sommer A J and Thaddeus Gora. Subcaliber Gun slated for YUMA Test Firings. Army Research, Development & Acquisition Bulletin, March-April 1992: 41~42
- 8 Fair H D. Electromagnetic Propulsion: A New Initiative. IEEE Transactions on Magnetics, 1982, 18(1): 4~6
- 9 Weldon W F. A Taxonomy of Electromagnetic Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 591~592

第二章 导 轨 炮

2.1 简单导轨炮

2.1.1 机电模型

导轨炮(railgun)又称轨道炮^[1]。简单导轨炮实际上是一个单匝的直流直线电动机,它由一对平行金属导轨、一个电枢、弹丸(或射弹)以及高功率脉冲电源 G 组成,如图 2-1 所示。其中电枢位于两导轨间,由导电物质组成,可以是固态金属,也可是等离子体,或者是两者的混合体。由于电枢运动时需与导轨保持良好的接触,故在高速($>3\text{km/s}$)时常使用等离子体电枢。弹丸在两导轨间和电枢前,视不同目的,可以是不同形状和材料。两金属导轨必须是良导体,其材料能耐烧蚀和磨损,且应有良好的机械强度。这种导轨常常镶嵌在高强度的复合材料绝缘筒内,共同形成炮管。导轨的功能除传导大电流外,还用于导向电枢和使弹丸运动。横截面为扇形的导轨可组成圆口径炮(图 2-1);横截面为矩形的导轨可组成方口径的炮。高功率脉冲电源提供 10^6A 量级的脉冲电流,输出电压在 10^4V 量级,一般通过开关与导轨相连接。

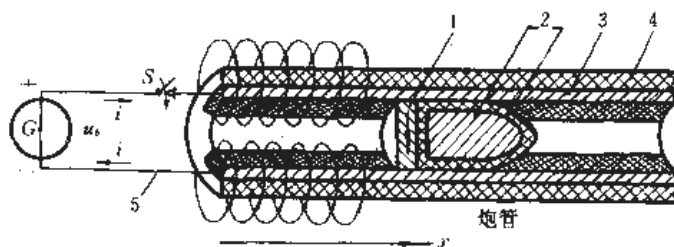


图 2-1 圆口径的简单导轨炮原理

1—电枢;2—弹丸;3—导轨;4—绝缘筒;5—馈电母线;G—高功率脉冲电源;S—开关。

欲发射时,将开关 S 闭合,电流 i 通过馈电母线、导轨、电枢,最后返回电源以构成回路,在回路内产生磁场(其磁感应强度用 B 表示)。电枢电流与磁场相互作用的结果是在电枢上产生安培力(对固体电枢而言)或洛伦兹力(对等离子体电枢而言)。若电枢电流密度为 J ,则电枢被 $J \times B$ 力所加速。电枢推动弹丸前进。因为 J 和 B 均正比于电流 i ,所以加速弹丸的力 $F \propto i^2$ 。当然导轨和馈电母线也因受力而向外扩张,但因它们已事先被固定,因而不能移动。

现在从电路的观点研究导轨炮。将导轨炮看成是电源的一个电负载,炮管是沿其长度分布的电阻和电感。这很像一根普通的传输线。由于在发射期间电枢和弹丸运动,所以负载的总电阻和电感随弹丸位置坐标 x 而线性地增加。这里仅考虑较复杂的等离子体电弧电枢,则两导轨的阻抗可模型化成一变化电感 $L_r(x)$ 和电阻 $R_r(x)$ 与电枢电弧电压降 u_a 的串联(图 2-2)。

图 2-2 导轨炮负载电路模型

简单导轨炮的负载电阻和电感分别为:

$$R_r(x) = R_0 + R_r'x \quad (2-1)$$

$$L_r(x) = L_0 + L_r'x \quad (2-2)$$

式中 R_r' ——导轨电阻梯度(导轨每单位长度的电阻), $R_r' = dR_r/dx$, 典型值 $R_r' \approx 0.1 \text{ m}\Omega/\text{m}$;

L_r' ——导轨电感梯度(导轨每单位长度的电感), $L_r' = dL_r/dx$, 典型值 $L_r' \approx 0.5 \mu\text{H}/\text{m}$;

R_0 ——初始负载电阻, 主要由电路连线引起, 在以下分析中可忽略不计;

L_0 ——初始负载电感, 主要由电路连线引起, 以下分析忽略不计。

写图 2-2 电路的回路电压方程, 炮后膛电压

$$u_b = L_r \frac{di}{dt} + i \frac{dL_r}{dt} + iR_r + u_a \quad (2-3)$$

可以将 dL_r/dt 项写成包含弹丸速度 v_r 的形式:

$$\frac{dL_r}{dt} = \frac{dL_r}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = L_r'v_r \quad (2-4)$$

因此后膛电压变为

$$u_b = L_r \frac{di}{dt} + iL_r'v_r + iR_r + u_a \quad (2-5)$$

将式(2-1)和式(2-2)代入式(2-5), 则得

$$u_b = \frac{di}{dt}L_r'x + iL_r'v_r + iR_r'x + u_a \quad (2-6)$$

可见, 导轨炮负载的电特性取决于弹丸的位置 x 和速度 v_r 。

对于固体电枢导轨炮, 若用平顶脉冲电流(以下简称“恒流”) I 激励, 其后膛电压表示式可大为简化:

$$u_b = IL_r'v_r + IR_r'x \quad (2-7)$$

由此获得的导轨有效电阻

$$R_r^* \stackrel{\text{def}}{=} \frac{u_b}{I} = L_r'v_r + R_r'x \quad (2-8)$$

为了深刻地认识导轨炮模型的本质, 就必须把弹丸的力学特性与电路动态特性结合在一起, 即把加速力与驱动电流关联起来。如果不计各种能量损失, 由能量守恒观点可知, 导轨炮系统的能量

$$W_s = W_m + W_k = \frac{1}{2}L_r i^2 + \frac{1}{2}mv_r^2 \quad (2-9)$$

式中 W_m ——导轨炮系统的磁能;

W_k ——弹丸(质量 m_r)和电枢(质量 m_a)的动能;

m ——弹丸组件的质量, $m = m_r + m_a$ 。

显然, 导轨炮系统能量随 v_r 或 t 变化, 其速率

$$\frac{dW_2}{dt} = L_r i \frac{di}{dt} + \frac{1}{2} i^2 \frac{dL_r}{dt} + m v_r \frac{dv_r}{dt} \quad (2-10)$$

另一方面,电源传给导轨炮的电功率

$$P_{er} = i u_b = i (L_r \frac{di}{dt} + i \frac{dL_r}{dt}) \quad (2-11)$$

它必须与导轨炮的能量变化率式(2-10)时时相等:

$$L_r i \frac{di}{dt} + \frac{1}{2} i^2 \frac{dL_r}{dt} + m v_r a = i L_r \frac{di}{dt} + i^2 \frac{dL_r}{dt} \quad (2-12)$$

式中 a ——弹丸加速度, $a = dv_r/dt$ 。

消去式(2-12)中的相同项并考虑到式(2-4),得到作用于电枢和弹丸上的洛伦兹推力

$$F_r = ma = \frac{1}{2} L_r i^2 \quad (2-13)$$

这个方程极为重要,因为它把力学量与电学量连系在一起,并可由此得到弹丸加速度、速度和运动位置的力学-电学量表达式:

$$a = \frac{L_r i^2}{2m} \quad (2-14)$$

$$v_r = v_{r0} + \int_0^t a dt = v_{r0} + \frac{L_r g(t)}{2m} \quad (2-15)$$

$$x = x_0 + \int_0^t v_r dt = x_0 + \frac{L_r h(t)}{2m} \quad (2-16)$$

式中 v_{r0} ——弹在(或注入)后膛的初始速度;

x_0 ——弹丸被加速时的初始位置;

$g(t)$ ——电作用积分, $g(t) = \int_0^t i^2 dt$;

$h(t)$ ——与作用积分相关的函数, $h(t) = \int_0^t g(t) dt$ 。

一旦位置 x 已知,则由式(2-1)和式(2-2)便可求得导轨炮的电阻和电感。如果 $R_r(x)$ 和 $L_r(x)$ 的变化影响驱动电流的输出,则它们也要影响加速力并使其变化。因此,在模拟发射过程时需要采用迭代法,在每一步计算开始时应更新变量 i 、 F_r 、 a 、 v_r 、 x 、 $L_r(x)$ 和 $R_r(x)$ 。对于具体电源,使用网络分析代码于计算机,是容易模拟发射过程特性的。

假设电流是恒流(发射期间电流的均方根值) I ,可以得到良好的一阶近似。此时弹丸以恒加速度 $a = L_r I^2 / (2m)$ 运动,而速度

$$v_r = v_{r0} + at = v_{r0} + \frac{L_r I^2}{2m} t \quad (2-17)$$

弹丸位置

$$x = x_0 + v_{r0} t + \int_0^t \frac{L_r I^2}{2m} dt = x_0 + v_{r0} t + \frac{L_r I^2 t^2}{4m} \quad (2-18)$$

因此,对于一给定电流 I 和弹的质量 m ,在 $x_0 = v_{r0} = 0$ 的条件下,可用式(2-17)和式(2-18)计算出达到某一发射速度 v_{rf} 时所需的加速时间 t_a 和炮管长度 l_g :

$$t_a = \frac{2m v_{rf}}{L_r I^2} \quad (2-19)$$

$$l_g = \frac{m v_{rf}^2}{L_r I^2} \quad (2-20)$$

很显然,在恒流驱动的情况下, $F_e = ma = 0.5L_e I^2$ 。对其进行关于 x 的积分,即

$$\int_0^x m a dx = \int_0^x 0.5L_e I^2 dx \quad (2-21)$$

将加速度 a 写作 $a = dv_e/dt = (dv_e/dx)(dx/dt)$, 把 L_e 写作 $L_e = dL_e/dx$, 得到恒流情况下的能量关系:

$$0.5mv_e^2 = 0.5L_e I^2 \text{ 即 } W_k = W_m \quad (2-22)$$

这意味着在恒流驱动的导轨炮中,传递给弹丸的动能恰好等于发射后剩留在导轨电感中的磁能。这说明,在不计各种能量损失的由恒流驱动的导轨炮中,电源传递给导轨炮的能量仅一半用于弹丸作动能,另一半在弹丸出膛时仍留在导轨电感中,必须将其返回电源或者用其它方法把它消耗掉。

2.1.2 控制方程

分析导轨炮,使用固体电枢较为简单些,使用等离子体电枢时相对复杂些。这是因为等离子体高温会产生炮管壁烧蚀现象以及等离子体快速运动会产生超高速边界层阻力现象。弹丸的动态特性主要由这两个现象所控制。

等离子体电枢是由导电材料开始被气化然后被电离而形成的。如果电枢无注入速度而是从静止状态加速时,由于壁烧蚀导致等离子体质量 m_a 快速增多,典型的是每立方厘米增加 10^{21} 个粒子。另一方面,由运动阻力产生的附加惯性力与电枢速度的一次幂成正比,它将减小加速弹丸的推力。而运动的等离子体电枢质量的雷诺数通常在 10^6 量级或更高,因此能涌出湍流区域。湍流阻力与速度的 1.8 次幂成正比,这也能减少等离子体电枢和弹丸的加速力。此外,在非抽空的炮膛内,加速时会产生一系列冲击波,而炮膛内气体亦将阻止弹丸加速。

考虑以上这些因素存在,导轨炮的弹丸运动控制方程可写作:

$$F_e = \frac{d}{dt}[(m_e + m_a)v_e] + F_D + F_{D_e} \quad (2-23)$$

式中 F_D ——由于电枢和弹丸运动时与炮膛摩擦产生的总阻力,其方向与电磁力相反;

F_{D_e} ——膛内空气阻力(低速时或炮膛抽空情况下可以忽略不计),其方向与电磁力相反。

由于壁烧蚀,电枢的总质量随时间增加。总阻力^[2]

$$F_D = [\mu_e m_a / (2d) + b_{pe}] v_e^2 \quad (2-24)$$

式中 b_{pe} ——弹丸(电枢)和壁间的湍流阻力系数;

d ——炮的口径;

μ_e ——等离子体摩擦系数,

$$\mu_e = 0.184 Re^{-0.2} \quad (2-25)$$

式中 Re ——雷诺数,

$$Re = \rho_e v_e^{-1} dv_e / 2 \quad (2-26)$$

式中 ρ_e ——等离子体密度;

v_e ——等离子体粘度。

暂不考虑 F_{D_e} 项,方程(2-23)可写作:

$$\frac{1}{2} L_r \dot{v}^2 = (m_r + m_a) \frac{dv_r}{dt} + v_r \frac{dm_a}{dt} + \left(\mu_i \frac{m_a}{2d} + b_{pe} \right) v_r^2 \quad (2-27)$$

因为壁烧蚀与速度相关,可以把它模型化成海维塞德(Heaviside)阶跃函数 $u(v_i - v_r)$, 即

$$\frac{dm_a}{dt} = \alpha_b \cdot u(v_i - v_r) \cdot i u_a \quad (2-28)$$

式中 α_b ——烧蚀系数;

$$u(v_i - v_r) \stackrel{\text{def}}{=} \begin{cases} 0 & (\text{如果 } v_r - v_i > 0) \\ 1 & (\text{如果 } v_r - v_i \leq 0) \end{cases} \quad (2-29)$$

式中 v_i ——烧蚀阈速度,即出现烧蚀的最低速度;

$$v_i = l_a^{-1} (i U_a \xi \pi d)^2 \quad (2-30)$$

式中 l_a ——等离子体电枢与炮管壁的接触长度;

ξ ——材料系数,由下式给出:

$$\xi = \frac{[\pi^{\frac{1}{2}} (k \rho C)^{\frac{1}{2}} (T_M - T_w)]}{2(1 - \gamma)} \quad (2-31)$$

式中 k ——材料的热导率;

C ——材料的热容量;

T_M ——材料的熔化温度;

T_w ——材料的初始温度;

γ ——反射率(或反射系数)。

依据方程(2-28)可把控制方程(2-27)简化成:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} L_r \dot{v}^2 = & (m_r + m_a) \frac{dv_r}{dt} + \alpha_b \cdot u(v_i - v_r) \cdot i u_a u_a \\ & + \left[\mu_i \left(\frac{m_a}{2d} \right) + b_{pe} \right] v_r^2 \end{aligned} \quad (2-32)$$

这是一阶非线性微分方程。欲精确地解此方程,应考虑三种不同情况:第一,注入速度总比烧蚀阈速度大($v_{r0} > v_i$)的情况;第二,等离子体和弹丸速度总比 v_i 小($v_r < v_i$)情况;第三,当 $t < t^*$ 时,因 $v_r < v_i$ 而出现烧蚀和直到 t^* 时因 $v_r > v_i$ 而停止烧蚀,即部分烧蚀情况。 t^* 为临界时间。

一、无烧蚀情况

在这种情况下 $v_{r0} > v_i$ 。控制方程(2-32)变为

$$\frac{1}{2} L_r \dot{v}^2 = (m_r + m_a) \frac{dv_r}{dt} + \left[\mu_i \left(\frac{m_a}{2d} \right) + b_{pe} \right] v_r^2 \quad (2-33)$$

这个方程尚可进一步简化成

$$\frac{dv_r}{dt} + \left[\frac{\mu_i \left(\frac{m_a}{2d} \right) + b_{pe}}{\pi(m_r + m_a)} \right] v_r^2 = \left[\frac{L_r \dot{v}^2}{2(m_r + m_a)} \right] \quad (2-34)$$

如果在整个运动过程中 μ_i 和 b_{pe} 是常量,则方程(2-34)变为著名的黎卡提(Riccati)方程的特殊形式。利用正切双曲函数,可以解析地获得时间相关的速度唯一精确解,即

$$v_r(t) = v_{rf} \left(\frac{v_{r0} + v_{rf} \cdot \tanh(\beta_1 t)}{v_{rf} + v_{r0} \cdot \tanh(\beta_1 t)} \right) \quad (2-35)$$

式中 v_{ef} ——电磁炮弹丸的炮口速度;

β_1 ——时间变量函数。

$$v_{ef} = \left\{ \frac{\pi L_r i^2}{2\mu_i [m_a/(2d)] + 2b_{pw}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-36)$$

$$\beta_1 = \left\{ \frac{L_r \mu_i [m_a/(2d)] + L_r b_{pw}}{2\pi} \right\}^{\frac{1}{2}} \left(\frac{i}{m_a + m_p} \right) \quad (2-37)$$

二、连续烧蚀情况

此时 $v_p < v_i$, 发射过程均出现烧蚀, 导轨性能严重降低, 变得不合乎要求。此时控制方程(2-32)可简化成

$$\frac{1}{2} L_r i^2 = (m_p + m_a) \frac{dv_p}{dt} + \alpha_b i U_a v_p + \left[\mu_i \left(\frac{m_a}{2d} \right) + b_{pw} \right] v_p^2 \quad (2-38)$$

注意, 若等离子体初始质量为 m_{a0} , 则此时有

$$m_a = m_{a0} + \alpha_b i u_a t \quad (2-39)$$

将方程(2-38)无量纲化, 得到

$$(1+z) \frac{dy}{dz} + y + (\gamma_0 z + v_0) y^2 = 1 \quad (2-40)$$

式中 z ——无量纲变量, $z = t/\tau_1$, $\tau_1 = (m_p + m_a)/(\alpha_b i u_a)$;

y ——无量纲变量, $y = u_p/u_i$;

v_i ——无湍流阻力情况下计算的极限速度, $u_i = (L_r i^2)/(2\alpha_b i u_a)$;

$$\gamma_0 = \frac{\mu_i L_r (m_p + m_{a0})}{4\alpha (\alpha_b u_a)^2} \quad (2-41)$$

$$v_0 = \frac{\mu_i [m_a/(2d)] + b_{pw}}{\alpha_b i u_a} \quad (2-42)$$

当初始速度 $v_p(0) = v_{p0} = 0$ 时, 帕克(Parker)等^[3]计算和求解出可能达到的速度

$$u_p(t) = v_i \left(\frac{t}{t + \tau_1} \right) \quad (2-43)$$

但是, 在无任何湍流阻力情况下, $v_{p0} \neq 0$ 时能达到的速度

$$v_p(t) = \frac{v_i t + v_{p0} \tau_1}{t + \tau_1} \quad (2-44)$$

现在来寻求方程(2-40)的精确解。该方程是一个普通的黎卡提型方程, 对无量纲速度 y , 使用以下的非线性变换:

$$y(z) = \frac{u(z) + y_0/(1 - y_0)}{u(z) + y_0/(1 - y_0) + (1 + z)u'(z)} \quad (2-45)$$

式中 $u(z)$ ——函数, $u(0) = 0$;

$u'(z)$ —— $u(z)$ 对无量纲时间 z 求导数, $u'(0) = 1$ 。

分析表明, 用以上变换能得到关于 y 和 u 的唯一解。方程(2-45)包含 y 的初始值 $y(0)$, 而且 $y(0) = y_0 = v_{p0}/v_i$ 。

使用方程(2-45)给出的非线性变换型式, 能变换和简化某些微分方程成为它们的等值线性微分方程。故把式(2-45)代入到方程(2-40), 便得到关于 $u(z)$ 的等值线性二阶微分方程:

$$\frac{d^2 u}{dz^2} + \left(\frac{2}{1+z} \right) \frac{du}{dz} - \left(\frac{\gamma_0 z + \nu_0}{(1+z)^2} \right) u = \frac{(\gamma_0 z + \nu_0)}{(1+z)^2} \left(\frac{y_0}{1-y_0} \right) \quad (2-46)$$

令 $u_1(z) = u(z)$ 和 $u_2(z) = u'(z)$ 满足 $u_1(0) = u(0) = 0$ 和 $u_2(0) = u'(0) = 1$ 的条件, 则上方程可用矩阵表示:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \frac{\gamma_0 z + \nu_0}{(1+z)^2} & -\frac{2}{(1+z)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{y_0(\gamma_0 z + \nu_0)}{(1-y_0)(1+z)^2} \end{bmatrix} \quad (2-47)$$

此矩阵微分方程可以通过转移矩阵方法来求解^[2], 其解

$$[u] = [\Psi_0(z, 0)][u(0)] + \int_0^z \Psi_0(z, \xi)[B_0]d\xi \quad (2-48)$$

$$\text{式中 } [u] = \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u(z) \\ u'(z) \end{bmatrix} \quad (2-49)$$

$$[u(0)] = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2-50)$$

$$\Psi_0(z, \xi) = \exp \int_{\xi}^z A_0(\xi) d\xi \quad (2-51)$$

$$[A_0(\xi)] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ \frac{\gamma_0 \xi + \nu_0}{(1+\xi)^2} & -\frac{2}{(1+\xi)} \end{bmatrix} \quad (2-52)$$

$$[B_0] = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{y_0(\gamma_0 \xi + \nu_0)}{(1+\xi)^2} \end{bmatrix} \quad (2-53)$$

很明显,

$$[\Psi_0(z, \xi)] = a_2 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + a_1 \begin{bmatrix} 0 & z - \xi \\ \gamma_0 \ln \frac{(1+z)}{(1+\xi)} + \frac{(\gamma_0 - \nu_0)(\lambda - z)}{(1+z)(1+\xi)} & -2 \ln \frac{(1+z)}{(1+\xi)} \end{bmatrix} \quad (2-54)$$

式中的 a_2 和 a_1 与以下矩阵 $[G]$ 的特征值 λ_1 和 λ_2 有关:

$$a_2 = \frac{\lambda_1 \exp \lambda_2 - \lambda_2 \exp \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (2-55)$$

$$a_1 = \frac{\exp \lambda_1 - \exp \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (2-56)$$

$$[G] = \begin{bmatrix} 0 & z - \xi \\ \gamma_0 \ln \frac{(1+z)}{(1+\xi)} + \frac{(\gamma_0 - \nu_0)(\xi - z)}{(1+z)(1+\xi)} & -2 \ln \frac{(1+z)}{(1+\xi)} \end{bmatrix} \quad (2-57)$$

$$\begin{aligned} \lambda_1, \lambda_2 = & \left[\ln \left(\frac{1+z}{1+\xi} \right)^{-2} \right. \\ & \left. \pm \left\{ \left[\ln \left(\frac{1+z}{1+\xi} \right)^{-2} \right]^2 + 4(z-\xi) \left[\gamma_0 \ln \left(\frac{1+z}{1+\xi} \right) + \frac{(\gamma_0 - \nu_0)(\xi - z)}{(1+z)(1+\xi)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \right] / 2 \end{aligned} \quad (2-58)$$

三、部分烧蚀情况

在这种情况下, 开始弹丸没有达到烧蚀阈值速度之前对应方程(2-45), 超过烧蚀阈值速度的情况对应方程(2-35)。在两种状态过渡期间速度具有连续性。这样, 在这种情况下,

低速有烧蚀的解仍是方程(2-45)形式,其中式内的 $u(z)$ 和 $u'(z)$, 在 $u(0)=0$ 和 $u'(0)=1$ 条件下仍用式(2-48)求得;只是此时有范围条件 $0 \leq z \leq z^*$, 其中 z^* 是弹丸达到烧蚀阈值速度 v_i 时的无量纲时间, z^* 值可用式(2-45)求得,使它满足方程

$$\frac{v_i}{v_i} = \frac{u(z^*) + [y_0/(1-y_0)]}{u(z^*) + [y_0/(1-y_0)] + (1+z^*)u'(z^*)} \quad (2-59)$$

另外,对于 $z \geq z^*$, 即 $t \geq z^* \tau_1$, 其解为:

$$v_r(t) = v_{rf} \left[\frac{v_i + v_{rf} \cdot \tan \beta (t - z^* \tau_1)}{v_{rf} + v_i \cdot \tan \beta (t - z^* \tau_1)} \right] \quad (2-60)$$

在时间 $t = \tau_1 z^*$ 时,式中 v_i 起初始速度的作用。

从以上对动态控制方程的建立和求解可清楚地看到:在等离子体电枢导轨炮中,为了达到更高的弹丸速度,必须减少对炮管的烧蚀;为了降低跟着发生的湍流阻力,必须以高于烧蚀阈的速度向后膛注入弹丸。在这种情况下,控制方程可以精确地求解,并呈现双曲正切特性。用高速注入时,弹丸能被加速到 30km/s 的最大速度;即使用低速注入,弹丸仍可达到 6.6km/s。因此以速度大于烧蚀阈速度 v_i 注入弹丸,乃是最理想的方法。

2.1.3 能量分析

由方程(2-15)看到,弹丸的动量正比于它在炮管期间的电作用积分 $g(t)$ 。因此,如果电源具有常量电阻 R_{oa} , 则弹丸在炮管内期间消耗在 R_{oa} 上的能量

$$W_{R_{oa}} = R_{oa} g(t) = \frac{2R_{oa} m v_r}{L_r} \quad (2-61)$$

并且因此有

$$v_r = \frac{L_r W_{R_{oa}}}{2R_{oa} m} \quad (2-62)$$

如果用一电容性或电感性的储能器激励导轨炮,则可用式(2-62)建立速度的上限,即

$$v_r < \frac{L_r W_{R_{oa}}}{2R_{oa} m} \quad (2-63)$$

除非导轨炮电路绝对明显地呈电阻性,否则获得的实际速度总要比这个值低许多,因为假设电源所储存的总能量 W_0 的大多数都消耗在电源本身电阻上了。倘系统有良好的功率匹配,可望仅一小部分 W_0 消耗在电源上,并且因此弹丸离开炮期间的电作用将比式(2-63)假设的值小许多。如果我们能减少以下六项能量损失,便可有效地提高炮口速度。这六项是:导轨电阻能量损失;等离子体电枢能量损失;弹丸出口时储存在电路电感中的残留磁能;弹丸和炮管间的摩擦损失;膛内弹丸前面空气柱引起的阻力损失;膛内由于摩擦和烧蚀引起的等离子体阻力。前三项容易计算,后三项的计算要困难得多。

如果炮管内的导轨电阻用恒定的电阻梯度 R_r 近似,则炮管导轨的电阻能量损失

$$W_{br} = \int_0^t R_r x i^2 dt = \int_0^t \frac{R_r L_r}{2m} h(t) i^2 dt \quad (2-64)$$

如果在计算 R_r 时考虑趋肤效应和涡流的影响,则式(2-64)是有实用意义的。等离子体电枢的能量损失

$$W_a = \int_0^t U_a i dt \quad (2-65)$$

弹丸出炮口后保存在电路内的剩留磁能

$$W_m = \frac{1}{2}(L_{os} + L_r l_g) i_f^2 \quad (2-66)$$

式中 L_{os} ——电源电感;

i_f ——弹丸出炮口时刻炮的电流。

实验表明,电枢电压 U_a 与电流的关系不大,因此可假定 U_a 为一常量。如果使用式(2-64)计算 $h(t)$,则对于恒流驱动有

$$W_{br} = \frac{2R_r l_g}{3L_r} m v_f \quad (2-67)$$

如果假设储存的全部能量 W_0 或者电阻地消耗,或者转变成电感的剩留磁能,或者转变成动能 W_k ,则能量平衡方程显然是:

$$W_0 = W_{br} + W_{R_{os}} + W_a + W_m + W_k \quad (2-68)$$

对于用充电电压为 U_0 的电容 C 作电源驱动导轨炮,有

$$\frac{1}{2} C U_0^2 = \left(\frac{2R_r l_g + 6R_{os}}{3L_r} \right) m v_f + W_a + \frac{1}{2} (L_{os} + L_r l_g) i_f^2 + \frac{m v_f^2}{2} \quad (2-69)$$

假定驱动电流为恒流 I ,则电枢能量损失

$$W_a = 2U_a I l_g / v_f = 2U_a \sqrt{m l_g / L_r} \quad (2-70)$$

式中使用了这样的假设:作用时间 $t_0 = 2l_g / v_f$ 和 $m v_f^2 / 2 = L_r I^2 / 2$ 。因此

$$I = v_f [m / (L_r l_g)]^{\frac{1}{2}} \quad (2-71)$$

对于恒流,上面两个假设是正确的。然后把式(2-70)代入到式(2-69),得到关于 v_f 的二次方程:

$$v_f^2 + \frac{v_f \left(\frac{12R_{os} + 4R_r l_g}{3L_r} \right) + \left\{ \frac{C U_0^2}{m} - 4U_a \left(\frac{l_g}{L_r m} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}}{1 + \frac{i_f^2}{I^2} \left(1 + \frac{L_{os}}{L_r l_g} \right)} = 0 \quad (2-72)$$

可用此公式计算出炮口速度。

现在考虑变化电流情况下炮管的能量。为了减小峰值加速度希望用恒流,但恒流将使炮管剩留更多的电感磁能。为了研究弹丸的峰值和平均加速度比 α_0 与炮所需能量之间的关系,讨论电流按 $i(t) = i_0 - (i_0 - i_f)(t/t_0)$ 规律变化所产生的加速度。这种向下倾斜的直线形状电流,可用单极发电机或电容器组产生。对于这种情况

$$g(t) = \int_0^t i^2(t) dt = \frac{1}{3} t_0 [(i_0 + i_f)^2 - i_0 i_f] \quad (2-73)$$

$$h(t) = \int_0^t g(t) dt = t_0^2 \left(\frac{1}{4} i_0^2 + \frac{1}{6} i_0 i_f + \frac{1}{12} i_f^2 \right) \quad (2-74)$$

式中 t_0 ——弹丸从静止开始在膛内加速的时间。

对于从静止开始加速的情况,炮管电阻能量损失

$$W_{br} = \frac{L_r R_r t_0^3}{168m} [(i_0 + i_f)^4 - i_0 i_f (i_0^2 + i_f^2)] \quad (2-75)$$

由于

$$t_0 = \frac{6m v_f}{L_r (i_0^2 + i_0 i_f + i_f^2)} = \left[\frac{24m l_g}{L_r (3i_0^2 + 2i_0 i_f + i_f^2)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-76)$$

因此

$$W_w = \frac{6R_r L_r m v_f}{7L_r} \left[\frac{(i_0 + i_f)^4 - i_0 i_f (i_0^2 + i_f^2)}{(i_0^2 + i_0 i_f + i_f^2)(3i_0^2 + 2i_0 i_f + i_f^2)} \right] \quad (2-77)$$

在这种情况下,峰值与平均加速度比

$$\alpha_0 = \frac{L_r I_m^2}{2m} \left(\frac{2L_r}{v_f^2} \right) = \frac{L_r L_r I_m^2}{2W_k} \quad (2-78)$$

式中 I_m ——峰值电流。

$$W_k = \frac{L_r L_r (i_0^2 + i_0 i_f + i_f^2)^2}{3(3i_0^2 + 2i_0 i_f + i_f^2)} \quad (2-79)$$

使用 $\beta_0 = i_0/i_f$, 当 $i_0 > i_f$ 时, 则应当满足

$$(1 + \beta_0 + \beta_0^2)^2 - \left(\frac{3}{2\alpha_0} \right) (3 + 2\beta_0 + \beta_0^2) = 0 \quad (2-80)$$

式(2-80)表明如何按给定的 α_0 值设计电流波形状。对于 $1 < \alpha_0 < 5$ 的实用范围, 这个方程存在两个实根(仅正实根有意义)。当 $i_f = 0$ 时, 弹丸出口后炮管不剩留电感磁能, 但此时 $\alpha_0 = 4.5$, 这比常规火炮的 α_0 值还高得多。通常较合理的情况是取 $\alpha_0 < 2$ 。以上的解仅对 $|\beta_0| < 1$ 才正确。

对有预注入器的导轨炮, 方程(2-15)变为:

$$v_s = v_{p0} + \frac{L_r}{2m} \int_0^{t_s} i^2 dt = v_{p0} + \frac{L_r g(t)}{2m} \quad (2-81)$$

因此方程(2-16)变为:

$$x = v_{p0} t_a + L_r h(t_a)/(2m) \quad (2-82)$$

式中 t_a ——具有注入速度的弹丸在膛内的加速时间。

则

$$W_w = R_r i_0^2 t_a^2 \left\{ v_{p0} \left(\frac{1}{12} + \frac{\beta_0}{6} + \frac{\beta_0^2}{4} \right) + \frac{L_r i_0^2 t_a}{2m} [(1 + \beta_0)^4 - \beta_0(1 + \beta_0^2)] \right\} \quad (2-83)$$

如果炮管长度 l_r 和炮口速度 v_{pf} 已给定, 则

$$t_a = \left\{ \frac{24m}{L_r (3i_0^2 + 2i_0 i_f + i_f^2)} \left[l_r - \frac{6m v_{p0} (v_{pf} - v_{p0})}{L_r (i_0^2 + i_0 i_f + i_f^2)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-84)$$

另外, 若弹丸出膛时电流 i_f 和 v_{pf} 已知, 可使用能量方程(2-68)解方程(2-83)和(2-84), 从而求出 W_w 、 t_a 和其它有关参量。

2.1.4 转换效率

提高电炮的效率, 可使炮系统体积变小和重量变轻, 寻找限制效率的因素和改善效率的方法是电炮研究者的主要任务之一。能量转换效率最能体现炮系统的性能。效率与诸多参量和因素有关。在前述影响能量转换效率的六因素中, 主要的是炮管的欧姆损失和炮管电感的剩留磁能。

电源输出的电能部分地转变为弹丸动能。我们可以用一等效电阻 R_n 消耗的能量来等值地表示弹丸动能。假定电阻消耗的能量和弹丸的动能相同, 则有

$$F_r v_r = R_n i^2 \quad (2-85)$$

将式(2-13)代入式(2-85), 得

$$R_{\eta} = \frac{1}{2} L_r v, \quad (2-86)$$

由此式可得到导轨和电源电路的许用电阻值,即欲想使导轨炮有更高的效率,炮的电阻至少要比 R_{η} 小才行。因此式(2-86)成为导轨炮电阻的判据。例如,若在 $L_r = 0.63 \mu\text{H/m}$ 的导轨炮上发射 5g 的弹丸到 10km/s,则导轨及电源的电阻之和应小于 $3.15 \times 10^{-3} \Omega$ 。但由于趋肤和邻近效应以及发热,难以使导轨电阻甚小。因此,可得出以下结论:在简单导轨炮中,为提高其效率,导轨必须尽可能地短(以便减小电阻)。如果用简单导轨炮在舰船甲板或机场上弹射飞机等,由于其速度低和导轨长,将导致效率极低。式(2-86)无论对恒流还是变化电流均适用。

在一个无损的理想机电系统中,以直流做机械功时,电路的磁场能量变化等于机械功;对于恒流导轨炮也是如此,因为力 $(L_r I^2/2)$ 所做的机械功为 $L_r x I^2/2$,这正是导轨的电感储能,二者相等。除非剩留在恒流导轨电感中的磁能可以被部分地回收,否则简单导轨炮的效率不会超过 50%。只有在加速期间使电流逐渐减小(但这不利于匀加速),磁场能量方能全部或部分地被电源收回。采用恒流加速时,导轨电感的剩留磁能因不能返回电源而以其它形式损失掉,从而影响效率的提高。若采用后面介绍的分散储能或馈电方法,允许来自各独立储能器的电流衰减至零,而弹丸加速区的总电流却近似地保持恒定,炮系统的效率可以提高。

假设在一恒流且无电阻的导轨炮中,后膛电压 $u_0 = I dL_r/dt$,则电源提供的能量

$$W_0 = \int_0^t u_0 I dt = \int_0^{L_r} I^2 dL_r = L_r I^2 = I_r x I^2 \quad (2-87)$$

前述恒流导轨炮在导轨电感中剩留的磁能为 $L_r I_r I^2/2$,即使电源提供能量的另一半全都转变成弹丸的动能,炮的最大效率也只有 50%。而实际上由于弹丸处的电感梯度低于平均 L_r 值,还有摩擦阻力等,弹丸仅用了 $W_0/2$ 的一部分。因此,在简单恒流导轨炮中,效率只能低于 50%,一般为 25% 左右。

此外,等离子体电枢电压在 200~300V 范围,对于 200~300kA 的低电流,电弧电阻约为 $1\text{m}\Omega$ 。这意味着损失在电枢上的能量 W_a 可以与弹丸动能相比:

$$\frac{W_a}{W_k} = \frac{4U_a}{L_r v_r I f_k} \quad (2-88)$$

式中 f_k ——弹丸动能的理论系数。

下面仅以电阻能量损失和剩留在导轨电感中的磁能损失为例,对能量转换效率作理论分析。

广义言之,任何电炮的能量转换效率 η 均可表示成

$$\eta = \frac{W_k}{W_k + W_l} = \left[1 + \frac{W_{br}}{W_k} + \frac{W_{in}}{W_k} \right]^{-1} \quad (2-89)$$

式中 W_l ——发射期间总能量损失, $W_l = W_{br} + W_{in}$ 。

趋肤效应对导轨电阻值影响甚大。考虑趋肤效应时导轨电阻计算较复杂一些。考虑趋肤深度的导轨电阻所消耗的能量 W_{br} 除以动能 W_k 和电感剩留的磁能 W_{in} 除以 W_k (即 W_{br}/W_k 和 W_{in}/W_k),都是炮输出参量的函数;对于已给定的炮方案,这两个比值将控制最大可能的转换效率。

设导轨炮的电源是理想的时变电流源,导轨高度为 h ,其材料电导率是 σ ;并且为了简

化分析,采用无量纲量,即令 $\tau=t/t_0$ 和 $J(\tau)=i/I_0$ 。趋肤深度 δ 是时间和位置的函数,对应于每段 (dx) 导轨在弹丸通过瞬间加一阶跃磁场, $\delta=[2(t-t_0)/(\mu\sigma)]^{1/2}$ (其中 t_0 是弹丸经过该段导轨的时间)。此时,可写出微分导轨电阻函数 $dR_r(t, x(t))=dx/(\sigma h\delta)$, 然后对之积分,得导轨电阻^[4]

$$R_r(\tau) = \frac{2v_{p0}}{h} \sqrt{\frac{2\mu}{\sigma}} \sqrt{\frac{t_0}{\tau}} + \frac{L_r I_0^2}{2mh} \sqrt{\frac{2\mu}{\sigma}} t_0^{3/2} Y_3(\tau) \quad (2-90)$$

式中 $Y_3(\tau)$ ——无量纲积分函数。

$$Y_3(\tau) = \int_0^\tau \left[\frac{\int_0^\varphi J^2 \varphi d\varphi}{(\tau - \varphi)^{1/2}} \right] d\tau \quad (2-91)$$

式中 φ ——归一化无量纲磁通。

得到 $R_r(\tau)$ 后,便可求出导轨电阻所消耗的能量:

$$W_{br} = \sqrt{\frac{2\mu}{\sigma}} \left[\frac{2v_{p0}}{h} t_0^{3/2} I_0^2 Y_4(\tau) + \frac{L_r^2 I_0^5 t_0^{5/2}}{2mh} Y_5(\tau) \right] \quad (2-92)$$

式中无量纲积分函数

$$Y_4(\tau) = \int_0^\tau \tau^{1/2} J^2(\tau) d\tau \quad (2-93)$$

$$Y_5(\tau) = \int_0^\tau J^2(\tau) \left[\int_0^\tau \frac{\int_0^\varphi J^2 \varphi d\varphi}{(\tau - \varphi)^{1/2}} d\tau \right] d\tau \quad (2-94)$$

以类似的方法亦可推导出弹丸动能 W_k 。

$$W_k = \frac{1}{2} L_r I_0^2 t_0 v_{p0} Y_1(\tau) + \frac{1}{4m} (L_r)^2 I_0^4 t_0^2 Y_6(\tau) \quad (2-95)$$

式中无量纲函数

$$Y_1(\tau) = \int_0^\tau J^2(\tau) d\tau \quad (2-96)$$

$$Y_6(\tau) = \int_0^\tau J^2(\tau) \left[\int_0^\tau J^2(\tau) d\tau \right] d\tau \quad (2-97)$$

这里的 W_k 仅是炮内电磁力推动弹丸的动能,若使用注入器时,总动能尚须包含 $mv_{p0}^2/2$ 。

经过代数变换后可得

$$\frac{W_{br}}{W_k} = \frac{2}{hL_r} \sqrt{\frac{2}{\sigma}} \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \sqrt{t_0} \left[\frac{2v_{p0} Y_4(\tau) + \frac{1}{2m} L_r I_0^2 t_0 Y_5(\tau)}{v_{p0} Y_1(\tau) + \frac{1}{2m} L_r I_0^2 t_0 Y_6(\tau)} \right] \quad (2-98)$$

式中

$$Y_2(\tau) = \int_0^\tau \int_0^\tau J^2(\tau) d\tau d\tau \quad (2-99)$$

可见, W_{br}/W_k 取决于加速时间 t_0 。当注意到弹丸出口处 $v_r=v_{pf}$ 和 $x=l_r$ 时,有

$$t_0 = \left[\frac{Y_1(\tau)}{Y_2(\tau)} \right] \left\{ 1 + \left[\frac{Y_1(\tau)}{Y_2(\tau)} - 1 \right] \frac{v_{p0}}{v_{pf}} \right\}^{-1} \left(\frac{l_r}{v_{pf}} \right) \quad (2-100)$$

$$\frac{L_r I_0^2}{2m} = \frac{v_{pf} - v_{p0}}{t_0 Y_1(\tau)} \quad (2-101)$$

将式(2-100)和(2-101)代入(2-98),则弹丸出炮口时刻

$$\frac{W_{br}}{W_t} = A_1 \left(\frac{1}{hL_e} \right) \sqrt{\frac{\mu}{\sigma}} \sqrt{\frac{l_g}{v_{pf}}} \quad (2-102)$$

式中 A_1 ——一阶无量纲数。

$$A_1 = 2 \sqrt{2} \left(\frac{Y_1(\tau)}{Y_2(\tau)} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Y_5(\tau)}{Y_6(\tau)} \right) \left\{ \frac{1 + 2 \left(\frac{Y_4(\tau)Y_1(\tau)}{Y_5(\tau)} - 1 \right) \frac{v_{p0}}{v_{pf}}}{1 + \left(\frac{Y_1^2(\tau)}{Y_6(\tau)} - 1 \right) \frac{v_{p0}}{v_{pf}}} \right\} \left\{ 1 + \left(\frac{Y_1(\tau)}{Y_2(\tau)} - 1 \right) \frac{v_{p0}}{v_{pf}} \right\}^{-1} \quad (2-103)$$

需把式中的 τ 调整到 1。

类似地可得到

$$\frac{W_{in}}{W_t} = J^2(\tau) \left(\frac{Y_2(\tau)}{Y_6(\tau)} \right) \left\{ \frac{1 + \left(\frac{Y_1(\tau)}{Y_2(\tau)} - 1 \right) \frac{v_{p0}}{v_{pf}}}{1 + \left(\frac{Y_1^2(\tau)}{Y_6(\tau)} - 1 \right) \frac{v_{p0}}{v_{pf}}} \right\} \quad (2-104)$$

如果弹丸离开炮口时导轨电流变为零,则从式(2-104)可见 W_{in}/W_t 亦为零,即发射后导轨电感无剩留磁能损失。

联系式(2-89),可见式(2-102)和(2-104)支配着导轨炮的性能:首先, W_{br}/W_t 取决于无量纲量 A_1 ;而 A_1 又是电流形状 $J(\tau)$ 、注入速度 v_{pi} 和出膛速度 v_{pf} 的函数。显然,为了使炮效率最大, A_1 必须尽可能地小。其次,导轨高度 h 和电感梯度 L_e 应尽可能地大;而在电感公式中 h 和 L_e 相关,通常增加 h 将使 L_e 变小,但增大 h 仍可以使效率有一定提高。再次,对于给定的材料,参量 μ 和 σ 已固定;但是若在低温条件下工作, σ 变大,能使 W_{br}/W_t 变小,对效率将有某些改善。还有,为了减小系统电阻,非常希望缩短炮管;但为了达到预定的速度 v_{pf} ,此举将要求更大的电流。最后,若能使弹丸出膛时电流降至零值,则导轨系统的磁能被回收,即 $W_{in}/W_t \rightarrow 0$,此举亦能有效地提高效率。遗憾的是,在简单导轨炮中弹丸出膛时电流很难达到零。

现举一例,考虑 20mm 方口径的导轨炮。用 $J^2(\tau)=1$ 、 $J^2(\tau)=\tau$ 和 $J^2(\tau)=1-\tau$ 三种形状电流来激励铜导轨,假设 W_{in} 可以被回收,便可得到理论的电流型式对效率的影响(表 2-1)。显然,使用 $W_{in}=0$ 的电流型式是最好的设计方案;但此型式电流在导轨上产生的峰值磁压力最大。由于材料强度限制,往往不能实现。

表 2-1 电流型式对效率的影响^[4]

电流型式	$A_1^{\text{①}}$	$W_{br}/W_t^{\text{②}}$	$\eta_v^{\text{③}}(\%)$
$J^2(\tau)=1$	4.27	1.28	43.9(30)
$J^2(\tau)=\tau$	4.64	1.39	41.8(29)
$J^2(\tau)=1-\tau$	3.28	0.98	50.5

① $v_{pi}/v_{pf}=0$;

② $h=20\text{mm}$, $L_e=0.628\mu\text{H/m}$, $l_g=2\text{m}$, $v_{pf}=3\text{km/s}$;

③ 括号内数字表示 $W_{in} \neq 0$ 的情况。

趋肤深度对炮效率的限制可以通过增大 hL_r 乘积来改善。提高 h 到大于方口径的该边长,能增大 hL_r 乘积,但需以减少 L_r 为代价。在所讨论的恒流情况,若达到同样炮口初速度,增大 hL_r 则应当相应地增大电流。

现以下角标“RB”和“SB”分别表示矩形和方形口径,则两种情况的电流换算关系是:

$$I_{RB} = I_{SB} \sqrt{(L_r)_{SB}/(L_r)_{RB}} \quad (2-105)$$

因为所有的电流必须通过电枢,故两种形状口径炮的导轨遭受最大压力的地方相同,都是在接近弹丸的位置,且压力数值相同。但在导轨的其它位置,矩形口径导轨炮导轨所受的压力比方口径的处处都低。矩形口径炮的唯一缺点是要求相对大的电流。

显然, hL_r 是导轨炮设计时的极重要参量,其次是电流脉冲型式(或形状)。恒流($J^2=1$)和下降电流($J^2=1-\tau$)的某些结合大概是最佳电流型式方案,此举有可能在保证同样 v_m 的情况下使导轨长度最小,这意味着电流脉冲形状将极大地影响导轨炮(或其它脉冲功率装置)的设计。最后使用低温冷却(如液氮)可改变 μ/σ 值,从而能把效率提高 7%~10%。

2.1.5 炮口电弧

在前面分析效率时已经注意到这样的情况:为了获得恒加速度和最大炮口速度以及缩短炮管长度,应当使用恒流。但使用恒流,在弹丸离开炮口时,导轨电感 L_r 将储存大量剩留磁能($L_r I^2/2$)。这是由于弹丸出膛时导轨回路仍保持电流 I ;除非此时 $I \rightarrow 0$,否则剩留的磁能是不会被电源回收或转换成有用能量的。

在没有消弧器的简单导轨炮中,剩留的磁能要以炮口电弧放电形式转变成热能而消耗掉的。但通常不希望炮口出现电弧:其一是因为系统能量以热形式白白损失掉,而没有转变为弹丸动能,降低了系统的效率;其二是电弧产生强的可见光,易被敌方发觉,不利于隐蔽作战;其三是电弧向周围辐射,敌方通过探测电磁辐射的方位和强度能了解我方的位置乃至武器性能;其四是电弧将烧蚀炮口材料,影响炮口的准直和弹道性能,降低炮的使用寿命。

电枢与两导轨接触形成电流回路及其回路内的磁场。当电枢刚离开炮口时,它和两导轨端拉开一小间距。因为间距的拉开是由零逐渐增大的,原来传导的电流仍保持力图通过小间隙继续传导的趋势,因此在一定间隙距离范围内电枢和两导轨端出现两个小电弧。当电枢远离炮口时,电枢拉断这两小电弧。但两小电弧并不泯灭,反而结合在一起,在两导轨端聚合成直流电弧,形成短路,以此消耗掉导轨电感剩留的磁能。

倘若由于某种原因在弹丸离开炮口瞬间没有立刻出现电弧,或者采用参考文献[5]那种电容器反向对电枢放电以抵消电枢原电流而暂不出现电弧,都不能从根本上消耗掉导轨电感储存的剩留磁能。由于剩留磁能和回路电感依然存在,暂态断路势必产生较高的感应电压($L_r di/dt$),击穿薄弱处的绝缘而放电。由于炮口处存在原来电枢的电离成分,故这种电击穿也势必发生在炮口处的两导轨间,即仍在炮口处发生电弧放电。

炮口消弧方法有许多,但它们不同程度地都给简单导轨炮增加了复杂性。下面给出两例消弧方法,以便举一反三。图 2-3(a)是一种外电阻消弧装置,在接近炮口端的膛内嵌装一些电阻环,使其内径与炮口径相同。炮口端的一段导轨用绝缘材料做成。在接近绝缘体、电阻环外侧的导轨间对称跨接消弧电阻。消弧电阻自身电感应尽可能小,电阻值应当

随温升而增大,以保障开始电流能迅速转换到这个电阻上,最好用钨材做成。当电枢进入电阻环区时,电枢所在电路的阻抗增大,原电枢支路电流被消弧电阻所分流。当电枢进入绝缘导轨的炮口区时,原导轨电流全部流经消弧电阻,剩余磁场能量则由消弧电阻所吸收,炮口不出现电弧放电。电阻环使电阻值朝炮口方向增大,即随到炮口的距离减小而增加。电阻环的长度和数量取决于每个环的电阻值、电枢速度和电流向消弧电阻的转换速度等因素。这种方法的主要好处是不需要消弧器与弹丸出膛的同步动作;但要求消弧电阻应当具有一定的吸收能量和散热能力。

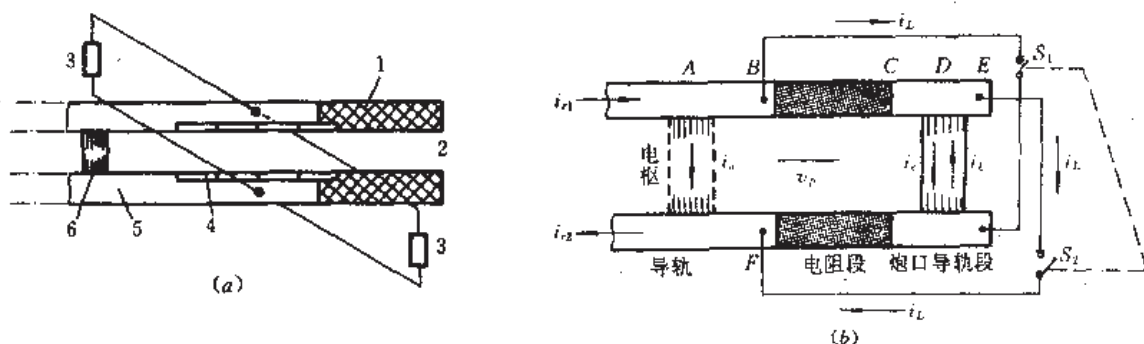


图 2-3 炮口消弧方法

(a)外电阻消弧;(b)内电阻消弧。

1—绝缘体;2—炮口;3—消弧电阻;4—电阻环;5—导轨;6—电枢。

图 2-3(b)是内电阻消弧方法略图,它能在弹丸出炮口时使电枢电流变为零,然后由导轨的电阻段消耗掉剩留的磁能,而使炮口无电弧出现。它不需外接消弧电阻器,但需外接有与电枢出口同步动作的两个闭合开关(S_1 和 S_2)。众所周知,为降低损耗和提高效率,导轨都用低电阻率材料做成。在接近炮口区域,在导轨上串联一电阻段。电枢在位置 A 时,电枢电流 i_a 和导轨电流 i_1 、 i_2 相等。当电枢从 B 位置向 C 位置运动时,在高电阻段导轨的欧姆电压降逐渐增大。这个电压降与导轨固有的反电动势一起能激励出电流 i_c 。电枢到达 D 位置时,同时闭合开关 S_1 和 S_2 ,电流 i_c 经炮口导轨段,然后进入电枢(与电枢原有电流反向)。由于电阻段存在于导轨-电枢回路以及电枢原电流 i_a 按回路的时间常数衰减,此时电枢原电流由 i_a 向 i_e 降低。此时电流 i_e 的路径不经过电阻段。

从开关 S_1 和 S_2 闭合瞬间起, i_e 开始增大,直到离开炮口 E 位置。在电枢离开炮口前后瞬间, $i_e \approx i_a$, 因此电枢内净电流接近零值。由于电枢离开炮口前后瞬间电枢内既无电流又无电流变化,因此不产生电弧。电枢离开炮口前后瞬间各携带电流导体的电流不发生变化和不断地连续流动,因此炮口不发生电弧现象,而且由于开关仍闭合,导轨电感储存的剩留磁能通过电阻段逐渐消耗掉。

实际上,开关闭合后,电路把电流 i_1 分成两半,一半以 i_e 流过电枢,另一半以 i_L 通过电枢。通过选择从 D 到 E 的时间间隔来控制 i_e 和 i_L 变化到相等。

连续不断地开、闭开关工作是可行的,但此种工作方式要求电枢出口速度和加速力应当保持相容性。也可不用开关来实现相容性,但此时需要计算电阻段的适当长度和电阻值以及计算炮口导轨段的长度,以使电枢出口时刻其电流为零值。这种计算涉及机械的和电路的知识。内电阻消弧方法即使做不到电枢出口时电流完全至零,也会大大减少电枢出口后发生电弧的可能性,乃至不发生电弧放电。乍一看似乎可以不用电阻段,不用电阻段的

缺点在于当弹丸从 B 向 E 位置前进时电枢电流降低至零的速度太慢,因此需要增加导轨长度。这种方法的主要优点是:避免了外接消弧电阻,也避免了外接电容器或避雷器等消弧器件的麻烦。

必须指出,电阻消弧是利用电阻吸收能量避免发生炮口电弧,不能回收能量返回电源,因此不能提高炮的能量转换效率。

2.1.6 后坐力

人们对常规火炮的后坐力已司空见惯;但在导轨炮试验时出现的后坐力却往往很小。那么,导轨炮的后坐力是如何出现和分布的?

用常规火炮发射时,燃烧产物的压力碰撞炮门,会出现后坐力,使炮身后坐。这是因为,虽然压力对炮管侧壁作用均匀,被炮管的“环箍强度”所均衡;但沿炮管纵向作用在各部件上的力是不能被均衡的,当气体压力迫使弹丸向前时炮身被气体压力推向后。另一个后坐力因素是来自弹丸飞出炮口时,燃烧产物喷出炮口的类火箭作用。若用 m_b 、 m_g 和 v_b 、 v_g 表示炮身和燃烧产物气体的质量、速度时,发射前后均应遵从系统的动量守恒定律,即 $m_b v_b + m_g v_g + m_e v_e = 0$ 。弹丸在气体压力作用下获得朝前的动量而离开炮口时,炮身获得的朝后动量值为弹丸动量 $m_e v_e$ 与喷出气体的动量 $m_g v_g$ 之和。

这种类似的情况也出现在电磁导轨炮上,其差别仅在于导轨炮的后坐力不是气体压力而是电磁力,以及分布更为复杂而已。向一条柔韧的闭合电缆导体提供脉冲大电流(密度 J)时所出现的现象最能说明导轨炮受力状态。电流通过每单位长度电缆时产生相同的磁通量,但在闭合系统内部的磁通密度(B)显然比外部大。因此,向外作用的洛伦兹力($J \times B$)比向内的大,结果这个闭合电缆被磁压力向外扩张成一个圆。

类似地,这种受力状况亦可用于图 2-4 所示的简单导轨炮结构中。作用于导轨炮电路

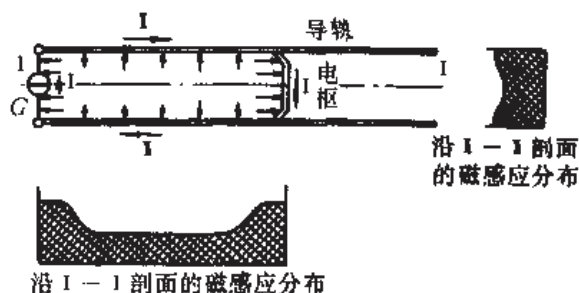


图 2-4 简单结构导轨炮后坐力示意图

上任何部分的力都是该处的 $J \times B$ 。对于这种沿中心线对称的简单结构,力是对称的并彼此相反地作用在导轨炮部件上。作用于相当“炮门”的电路部分上的力与推动电枢的力相反;实际上,这里的“炮门”就是电源。这很类似常规火炮,后坐力加到在炮门位置的闭锁电路导体上。在实际应用中,没有如此简单的导轨炮和电流源,而所用的电源常常包括许多部件。

对于较复杂和不太真实的结构(图 2-5),不能武断地得出“后坐力作用在电源上”的简单结论。导轨部分①和②相对受力,电源母线平行部分③和④也彼此相对受力,闭锁的电源⑤和母线⑥相对受力作用。这意味着电枢⑦上的加速力对着母线⑥相反受力作用,至

少从“电磁”的意义上讲,后坐力是作用在闭锁的“炮闩”⑧上。

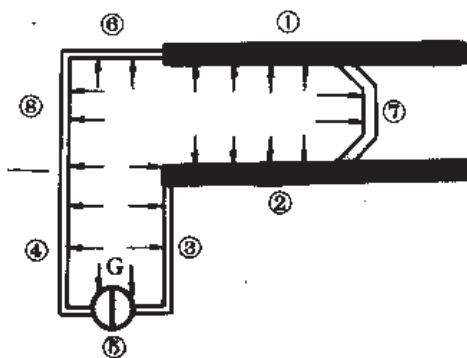


图 2-5 较复杂结构导轨炮的后坐力

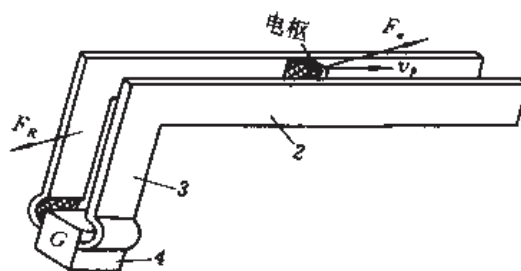


图 2-6 侧馈电导轨炮的后坐力分析

1—电枢;2—导轨;3—母线;4—电源。

因此,人们自然会提出图 2-6 所示的改进结构。此结构称作导轨侧馈电形式。因为炮尾无闭锁,对设置自动装弹器极为有利,但电磁力使两导轨和母线向全炮的中心面两侧分离。这种结构导致磁通的分布异常^[8],使其后坐力 F_R 随弹丸(或电枢)运动而变化。在图 2-6 中, F_R 和电枢力 F_e 在一直线上,该线与导轨轴线的夹角随电枢运动而变化。 F_R 均作用于电源母线上。当电枢移向炮口时,后坐力的方向逐渐与导轨炮轴线接近重合,这对在后膛锁定弹丸十分不利。在这种结构中,有时会发生侧壁绝缘体被破坏的情况。侧馈电结构的缺点可用下面的两侧对称供电的结构来克服。

图 2-7 表示对称侧馈电导轨炮结构,其上洛伦兹力的横向分量将被抵消,仅剩纵向分量作用在电枢上。但必须做精心的设计与加工,以保证在电源母线两支路中的电流能对称地相等。

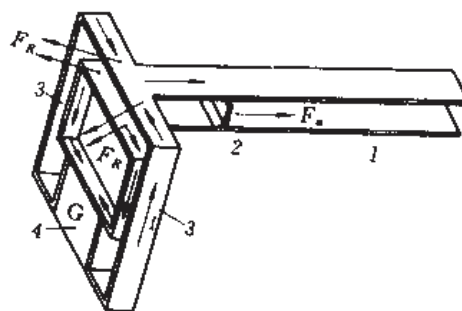


图 2-7 对称侧馈电导轨炮的后坐力

1—导轨;2—电枢;3—母线;4—电源。

此外,尚有一些问题需要考虑。第一,在电流从导轨进入电枢或电源母线的地方,该处导轨内存在某些横向电流分量,故此处有纵向洛伦兹力加在导轨上。鉴于这种现象发生在导轨的两端,将有一张力加到导轨上。第二,可用不同于常规火炮的方法处理电磁导轨炮的后坐力问题。例如,在单极发电机或补偿脉冲交流发电机(compulsator)①供电的导轨炮口,必须处理这些旋转机放电的转动力矩和炮的后坐力。当然,可以使用转子反向旋转的单极发电机把放电力矩减少到零。由于可以做到在发射期间使 CPA 放电力矩与导轨炮后坐力匹配,因此将炮固定在 CPA 的定子结构上,能使导轨炮后坐力与 CPA 放电力矩相反。虽然不能抵消后坐力,但可使导轨炮后坐力在 CPA 基座上以侧向力出现,能有效地减少车载 CPA 驱动导轨炮的倾覆力矩。

总之,导轨炮后坐力常出现在电磁闭锁的“炮闩”上,这意味着后坐力大部分作用在电

① 缩写为 CPA

源的导体上、开关上或电源本身。分析不同结构和电源的导轨炮的后坐力,能控制其后坐力出现的位置,以免有害的力作用在电枢(或弹丸)上,进而提高导轨炮系统的工作性能。

2.2 分散馈电的导轨炮

2.2.1 分散馈电导轨炮的演进

正如前节所讨论的,简单导轨炮在电物理特性方面存在两大难题:其一,为了匀加速,激励电流应当保持恒流。这在单级的简单导轨炮中难以做到,因为需要大量储能和较复杂的电源系统。即使经过努力能实现,也将使炮的效率降低,因为恒流在导轨电感中储存残留的无用磁能;其二,欲想达到高速度,显然应加长炮管。而导轨的伸长,将使电路电阻增大,欧姆损失增加,这也导致效率的降低。也就是说,在单级简单导轨炮中,无法以更长的时间(或炮管)加速弹丸。

除超导体储能电感器之外,所有电感器激励的导轨炮的初级电源,几乎都可用一电容表示(因一些旋转机可等效成电容)。初级电源的能量传递到电感器,然后由电感器传给导轨炮。有两种常用电感器馈电的简单导轨炮,其差别在于初级电源和导轨炮的相对电压。一种是初级电源电压充分地高,仅用闭合开关即可工作,电感器电流上升时刻的最大电压即为初级电源的开始电压,电感器与导轨串联,电感器充电的同时就加速弹丸,然后再短路电感,输给导轨炮的电流波形是正弦波和指数衰减波的混合。另一种,初级电源电压不足以直接激励导轨炮,电感器与导轨并联连接,在电感器处于峰值电流时用一断路开关帮助建立电压($L_0 di/dt$)激励导轨炮负载,因仅用电感器放电,能提供一指数衰减波给导轨炮。显然,以上这类电源难以产生平顶脉冲的恒流波形。

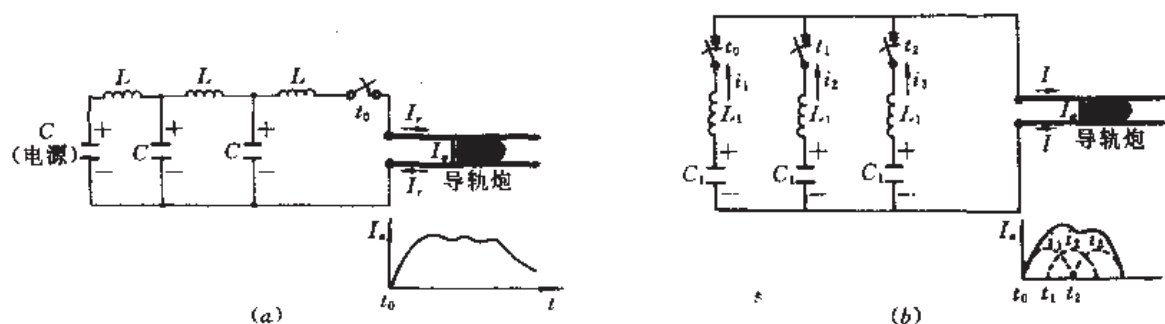


图 2-8 多级储能器馈电的导轨炮

(a) 并联; (b) 串联。

于是人们开始想到用初级电源和电感器组成脉冲形成网络(图 2-8),以便获得近似恒定的总电流。其中图 2-8(a)是并联方式,导轨炮可得到一近似恒流的平顶波。图 2-8(b)是串联方式,每个支路($L-C$)振荡周期的选取,应以使各支路贡献的电流(图中虚线)之和接近方波(图中实线)为准。由于足够多的级数时序地转接到导轨炮上,发射期间电枢电流接近恒量。这些多级储能器馈电的方案仅对炮管为几米长或更小的导轨炮有效,能把效率提高 20% 或更多些。

但为了某些应用,若使用这些多级储能器由炮尾馈电给导轨炮,将使炮管长达 $10 \sim 10^3 \text{m}$,导轨的电阻和电感势必很大,导致能量损失和后膛电压异常的高。对于给定导轨长

度和材料,任何减小电阻(致冷除外)、电感的做法都将致使驱动力降低。另外,当导轨长度(或 L_r)增加时,储存导轨电感中的剩留磁能势必增加,典型地是1MA 电流200kJ/m。还有,在无注入器的大电流简单导轨炮中,后膛导轨将承受长时间烧蚀,同样烧毁长导轨和烧毁短导轨时,我们希望后者。所有这些原因,导致了马歇尔等人提出分散储能型导轨炮^[7]和之后霍兰(Holland)提出的分散电流型导轨炮^[8],以及分段导轨炮。通常把前两种统称为分散馈电的导轨炮。本节将讨论这种导轨炮。

2.2.2 分散储能炮的仿真方法

分散(或分布)储能型导轨炮的电气原理如图2-9所示。现以电容器向电感储能器充电为例。各储能器沿导轨等间距(l_0)地分布,并取每个储能器包括初级电源(充电电压为 U_i 的 C)和一个二次储能电感器(电感 L 和电阻 R)。当弹丸在膛内运动到某一储能区段时,该储能器向电枢放电,如此逐级加速弹丸。此举可以做到弹丸出膛前各储能器的储能用尽(电流降至零),而在加速过程中电枢却得到一近似恒流的总电流,并在某时刻仅导轨的一小部分参与传导满负荷电流,从而减少了导轨的欧姆损失和储存在导轨电感内的剩留磁能。因此,分散储能导轨炮的长度不受限制,视需要可长达 10^3m 以上。

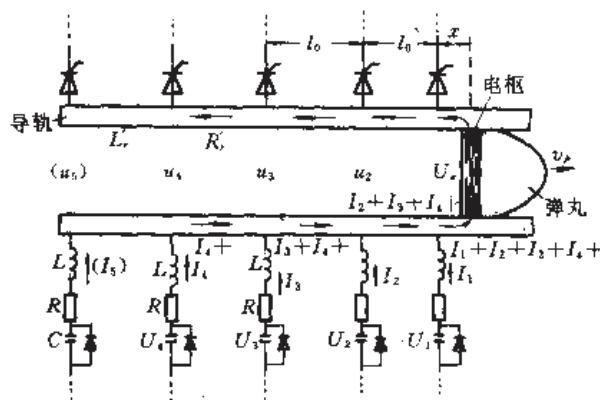


图 2-9 分散储能导轨炮原理

本书在以下论述中,有时为了简化表示对时间的导数,用在该量上面加“ \cdot ”表示该量对时间的一阶导数(d/dt),加“ $\ddot{\cdot}$ ”表示二阶导数(d^2/dt^2)。为了醒目,用 i 表示变化电流 i 的导数,即 $\dot{i}=di/dt$ 。 n 个储能器以电压 u_i 向导轨提供电流 I_i 。弹丸在1号区段运动一距离 x ,其速度为 \dot{x} ,加速度为 \ddot{x} 。每区段电流是该区段后面各区段电流与本区段电路输入电流之和。跨接在电容 C 上的二极管是旁路开关,当电容电压反向时可将该电容短路掉。串联在每级电路中的触发开关,用于同步放电加速弹丸的。

为了模拟真炮的性能,首先应建立数学模型,并求出各电感器内的电流变化率 \dot{I}_i 。具体步骤是,先写出与电源相关联的电路方程和导轨电路方程。电源电路方程为:

$$\left. \begin{aligned} -u_1 &= L\dot{I}_1 + RI_1 + U_1 \\ -u_2 &= L\dot{I}_2 + RI_2 + U_2 \\ -u_3 &= L\dot{I}_3 + RI_3 + U_3 \\ -u_4 &= L\dot{I}_4 + RI_4 + U_4 \\ &\dots \quad \dots \quad \dots \end{aligned} \right\} \quad (2-106)$$

考虑到导轨电压应包括电流变化项($L_r \dot{x}l$)、电感变化项($L_r \dot{x}l$)和电阻变化项($R_r \dot{x}l$),因此各导轨电路方程是:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= L_r x(\dot{I}_1 + \dot{I}_2 + \dot{I}_3 + \dot{I}_4 + \dots) + (L_r \dot{x} + R_r x)(I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + \dots) + U_a \\ u_2 - u_1 &= L_r l_0(\dot{I}_2 + \dot{I}_3 + \dot{I}_4 + \dots) + R_r l_0(I_2 + I_3 + I_4 + \dots) \\ u_3 - u_2 &= L_r l_0(\dot{I}_3 + \dot{I}_4 + \dots) + R_r l_0(I_3 + I_4 + \dots) \\ u_4 - u_3 &= L_r l_0(\dot{I}_4 + \dots) + R_r l_0(I_4 + \dots) \\ \dots & \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \end{aligned} \right\} \quad (2-107)$$

联立方程(2-106)和(2-107),消去各电压 u_n ,得

$$\left. \begin{aligned} L\dot{I}_1 + L_r x(\dot{I}_1 + \dot{I}_2 + \dot{I}_3 + \dot{I}_4 + \dots) &= R(-I_1) - (L_r \dot{x} + R_r x)(I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + \dots) - U_a - U_1 \\ L(-\dot{I}_1 + \dot{I}_2) + L_r l_0(\dot{I}_2 + \dot{I}_3 + \dot{I}_4 + \dots) &= R(I_1 - I_2) - R_r l_0(I_2 + I_3 + I_4 + \dots) + U_1 - U_2 \\ L(-\dot{I}_2 + \dot{I}_3) + L_r l_0(\dot{I}_3 + \dot{I}_4 + \dots) &= R(I_2 - I_3) - R_r l_0(I_3 + I_4 + \dots) + U_2 - U_3 \\ L(-\dot{I}_3 + \dot{I}_4) + L_r l_0(\dot{I}_4 + \dots) &= R(I_3 - I_4) - R_r l_0(I_4 + \dots) + U_3 - U_4 \\ \dots & \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \quad \dots \end{aligned} \right\} \quad (2-108)$$

因此,上式可写成如下矩阵形式的方程

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} (L + L_r x) & L_r x & L_r x & L_r x \dots \\ -L & (L + L_r l_0) & L_r l_0 & L_r l_0 \dots \\ 0 & -L & (L + L_r l_0) & L_r l_0 \dots \\ 0 & 0 & -L & (L + L_r l_0) \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \\ \dot{I}_3 \\ \dot{I}_4 \\ \vdots \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} R(-I_1) - (L_r \dot{x} + R_r x)(I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + \dots) - U_a - U_1 \\ R(I_1 - I_2) - R_r l_0(I_2 + I_3 + I_4 + \dots) + U_1 - U_2 \\ R(I_2 - I_3) - R_r l_0(I_3 + I_4 + \dots) + U_2 - U_3 \\ R(I_3 - I_4) - R_r l_0(I_4 + \dots) + U_3 - U_4 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (2-109) \end{aligned}$$

把此矩阵方程定义成 $[A][B]=[C]$,则电流变化率 \dot{I}_n 的值可用 $[B]=[A^{-1}][C]$ 来求得。

仿真方法如下:

若已知任一时刻的 x, \dot{x} 和 I_n ,并适当地选取 U_n 值,则矩阵 $[A]$ 和 $[C]$ 中所有项都已知,这样便可求出 $[B]$ 中的各 \dot{I}_n 值。为进行下一步仿真计算,以此 \dot{I}_n 计算出各新电流 I_n ,再用 I_n 作下一步仿真的初始值。初始值 x 和 \dot{x} 可用下面公式计算:

$$\ddot{x} = L_r (\sum I_n)^2 / (2m) = a \quad (2-110)$$

而新的 U_n 初始值可这样求得

$$U_{n_0} = \frac{I_n}{C} \Delta t \longrightarrow U_n \quad (2-111)$$

式中 U_{n_0} ——前步电容上的充电电压值;

Δt ——时间步长。

在每进行一步新的计算时都应检验 x 值。当发现它变得比储能器间隔 l_0 大时,就要用

$(x-l_0)$ 代替它,并且同时将所有电流和电容电压 U_i 都位移一区段(级),即用 I_1 置换 I_2 ,以 I_2 置换 I_3 等等,并把 I_1 当作来自下个储能器的初始电流值;同时矩阵的维数也要相应地堆加1,因为此时多了一个新使用的供电电路。还有,每一步应检验最后那个储能器的电流幅值,当它变成零或负值时,就通过减少一矩阵的维数来把那个储能器消去(因它放尽了能量)。也要检验 U_i 值,通过“急剧短路”使 $U_i=0$,而不让它变为负值。

这样,对于一个给定具体参数的分散储能导轨炮,其性能可以用计算机来仿真。参考文献[9]用某些给定参数值仿真了10级储能器的分散储能导轨炮,其电流分布如图2-10所示。

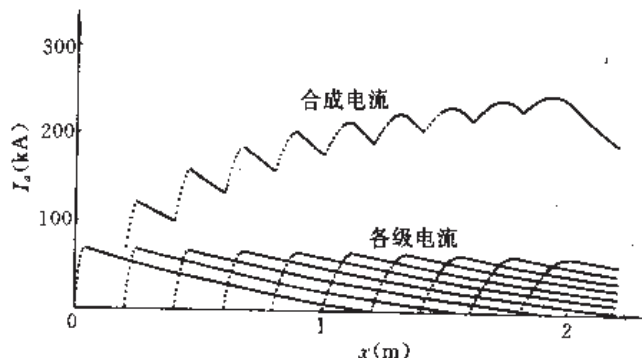


图 2-10 10级炮电流随弹丸位置变化

通过计算机模拟发现:若定义电流“波动”为电流起伏幅值除以电流幅值时,则随储能的级数增加合成的总电流波动变小。若电容器向电感器传递能量的时间比弹丸通过该级区段的渡越时间长,也能使总电流呈现小波动。当总电流增大时,其波动亦变小。波动小产生的推力振荡变小。

作用于电枢上的力 $F_a(=F_r)$ 可以从基本方程(2-13)推导出来。 F_a 是 ΣI_{n-1} 、 I_n 、 x_1 和 s 的函数,即

$$F_a = \frac{1}{2} I_n \left[\Sigma I_{n-1} + I_n \frac{x_1/s}{\left(\frac{1}{4} + x^2/s^2 \right)^{1/2}} \right] (\Sigma I_{n-1} + I_n) \quad (2-112)$$

式中 s ——两导轨间距;

x_1 ——级号数向电枢前进方向增大时从 n 到 $n+1$ 级间电枢的位置坐标。

由此可见,在电枢行进距离 $x_1 < s$ 时, n 级电流 I_n 对力的贡献并不明显;只有 $x_1 > s$ 时, I_n 的作用才能发挥出来。

2.2.3 分散储能炮理论分析

一、普通方程推导

为了分析方便,将图2-9各级支路的编号改为从左到右,并设 x 为从导轨左部($i=1$)起始的距离坐标, x^* 乃是从 n 级开始的位置坐标。取其任意4级(图2-11)讨论普遍意义。

各参量符号如图2-11所示。使用各电容器 C_i 上的电荷 Q_i 作相关变量,借助图2-11(a)写出电枢已通过的各级电路方程^[10]:

$$\frac{Q_i}{C_i} + R_i \dot{Q} + L_i \ddot{Q} + R_{r,i} \sum_{k=1}^i \dot{Q}_k + L_{r,i} \sum_{k=1}^i \ddot{Q}_k = \frac{Q_{i+1}}{C_{i+1}}$$

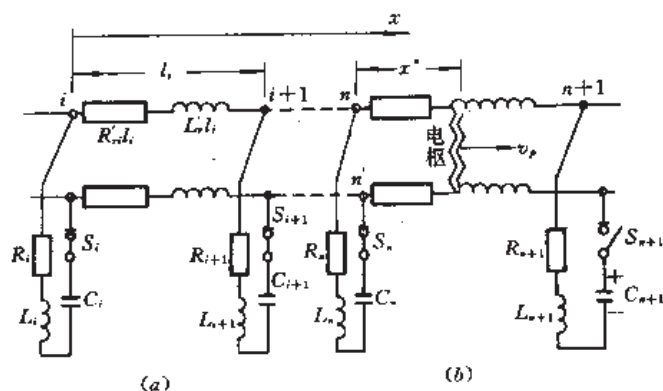


图 2-11 分散储能导轨炮分析用图

(a) 电极已通过的典型级 (b) 正包含电极的级。

$$-R_{i+1}\dot{Q}_{i+1} - L_{i+1}\ddot{Q}_{i+1} = 0 \quad (1 \leq i \leq n-1) \quad (2-113)$$

式中之所以出现求和符号 Σ 是因为电极的电流来自它后面的各级。

关于容纳弹丸的那一级电流可借助图 2-11(b) 来推导。首先明确 x 和 x^* 间的关系, 即

$$x^* = x - \sum_{i=1}^{n-1} l_i \quad (2-114)$$

因此电路方程为:

$$\frac{Q_n}{C_n} + R_n \dot{Q}_n + L_n \ddot{Q}_n + (R_n x^* + L_n \dot{x}^*) \sum_{i=1}^n \dot{Q}_i + L_n x^* \sum_{i=1}^n \ddot{Q}_i = 0 \quad (2-115)$$

在推导式(2-115)时, 由于两导轨的间距远小于 l_i , 故忽略了电极电阻和电感。

在分散储能情况, 弹丸组件的运动方程是:

$$m\ddot{x} = \frac{1}{2} L_n \left(\sum_{i=1}^n \dot{Q}_i \right)^2 - F_D \quad (2-116)$$

式中 F_D ——阻力, 主要指摩擦和膛内弹前空气阻力, 对于 $<10\text{km/s}$ 的等离子体电极可以忽略不计。

原则上, 上述方程可以允许有任意高的加速度 \ddot{x} 解, 因为式中不存在极限电流。实际上电流被弹丸或导轨的机械强度所限制。若仅考虑弹丸组件的最大许用磁压力 p_m , 最大电流 I_m 被限制在 $(L_n I_m^2 / 2) < p_m A_b$; 利用电流求和的关系, 则有

$$\left(\sum_{i=1}^n \dot{Q}_i \right)^2 \leq \left[\frac{2p_m A_b}{L_n} \right] \quad (2-117)$$

方程(2-113)至(2-117)包括 $n+1$ 个二阶微分方程和 $n+1$ 个变量。它们与适当的初始条件联合, 便可描述弹丸组件在 n 级时的系统特性, 以及可被求解。 n 级的初始条件可通过解 $n-1$ 级的方程得到, 而若解 $n-1$ 级的方程又需解 $n-2$ 级的方程, 等等向前类推。因此欲求解所有级, 必须使用最基本的 $i=1$ 级的初始条件:

$$Q_1(0) = Q_0, \dot{Q}_1(0) = 0, x(0) = 0, \dot{x}(0) = v_0 \quad (2-118)$$

此外, 尚须加上开关闭合瞬间各电容器电荷的初始条件:

$$Q_i(0) = Q_i^0, \dot{Q}_i(0) = 0, 2 \leq i \leq n \quad (2-119)$$

必须强调: 从描述第一($i=1$)级的两个二阶微分方程和式(2-118)的初始条件开始求解, 对这些方程进行时间积分直到电极走完这级的距离 l_1 ; 然后用第一级结束的电荷、电流、位置和速度, 加下一级($i=2$)的初始条件式(2-119), 它们成为描述第一级和第二级的

三个二阶微分方程新问题的初始条件。将这种逐级分步积分继续下去,直到弹丸达到炮口处的末级为止。

当给出电路各参量和表征弹丸特性的参量值时,用来描述分散储能导轨炮的性能,上面的电路方程是充分的。但是从式(2-113)~(2-117)看不到多数独立参量的存在。因此,在具体求解时需要将它们变化成无量纲形式。首先定义无量纲变量:

$$\theta = 2mx/(L_r Q_0^2), \quad y_i = Q_i/q_0, \quad \tau = t(L_r C_1 l_1)^{\frac{1}{2}} \quad (2-120)$$

则方程(2-113)至(2-117)变为下列无量纲形式:

$$\lambda_i y_i'' - \rho_i y_i' + \Omega_i^2 y_i + \gamma_i \sigma_i \sum_{k=1}^i y_k + \sigma_i \sum_{k=1}^i y_k' - \lambda_{i+1} y_{i+1}' - \rho_{i+1} y_{i+1}' - \Omega_{i+1}^2 y_{i+1} = 0 \quad (2-121)$$

$$\lambda_n y_n'' + \rho_n y_n' + \Omega_n^2 y_n + \left[\gamma_n \left(\theta - \sum_{i=1}^{n-1} \sigma_i \right) + \theta' \right] \sum_{k=1}^n y_k' + \left(\theta - \sum_{i=1}^{n-1} \sigma_i \right) \sum_{k=1}^n y_k = 0 \quad (2-122)$$

$$q = \left(\sum_{k=1}^n y_k \right)^2 \quad (2-123)$$

$$\left(\sum_{k=1}^n y_k \right) \leq 2C_1 p_m A_s l_1 / Q_0^2 = \beta \quad (2-124)$$

式中 $\lambda_i = (2mL_i)/[(L_r)^2 Q_0^2]$;

$\rho_i = 2mR_i(L_r C_1 l_1)^{\frac{1}{2}}/[(L_r)^2 Q_0^2]$;

$\sigma_i = (2ml_i)/(L_r^2 Q_0^2)$;

$\Omega_i^2 = C_1 \sigma_i / C_i$;

$\gamma_i = R_i / (C_1 l_1 / L_r)^{\frac{1}{2}}$ 。

在式(2-121)~(2-124)中,变量右上角加“'”和“''”分别表示该量对无量纲时间 τ 的一阶和二阶导数。式中多数物理量以归一化形式出现,除前面定义的变换外,还有 L_i 对应 λ_i , l_i 对应 σ_i 和 $p_m A_s$ 对应于 β 。但 m , Q_0 和 L_r 没有归一化,否则不适合用于确定长度、时间和电流。这样,方程(2-121)至(2-124)的每个解都表示出不同尺寸、形状和能量,但具有相同电流形状和效率的一种导轨炮。

在式(2-120)中,各级电荷 Q_i 除以第一级初始电荷 Q_0 表示归一化电荷;时间 t 除以第一级振荡周期表示归一化时间。这是因为该电容通过电感对导轨炮放电近似正弦放电,其电流 $i = Q_0 \omega \sin \omega t$, 电角频率 $\omega = (LC)^{-1/2}$ 。弹丸加速度

$$a = \ddot{x} = \frac{L_r' Q_0^2}{2m} \omega^2 \sin \omega t \quad (2-125)$$

对它两次积分得弹丸运动距离

$$x = \frac{L_r' Q_0^2}{2m} \left[\frac{(\omega t)^2 - \sin^2 \omega t}{4} \right] \quad (2-126)$$

式中, $L_r' Q_0^2 / (2m)$ 是弹丸在第一周期内运动的特征距离,它表征炮的长度规模。此外,为了评价炮性能,应当知道以下4个判据:

效率

$$\eta_d = \frac{m(v_{ef}^2 - v_{pi}^2)}{\sum_{i=1}^N [Q_i^2(0)/C_i]} = \frac{(\theta_f')^2 - [\theta'(0)]^2}{2 \sum_{i=1}^N \Omega_i^2 y_i^2(0)} \quad (2-127)$$

式中 N ——分散储能总级数;

θ_f' ——无量纲炮口速度。

单级效率

$$\eta_i^{\text{def}} = \frac{m(v_{p,i+1}^2 - v_{p,i}^2)}{Q_i^2(0)/C_i} = \frac{(\theta'_{i+1})^2 - (\theta'_i)^2}{2\Omega_i^2 y_i^2(0)} \quad (2-128)$$

式中 $v_{p,i}$ ——弹丸进入该级的速度。

距离利用效率

$$\eta_d^{\text{def}} = \frac{m(v_{pf}^2 - v_{p0}^2)}{2p_{\text{bm}} A \sum_{i=1}^N l_i} = \frac{(\theta_f')^2 - [\theta'(0)]^2}{2\beta \sum_{i=1}^N \sigma_i} \quad (2-129)$$

单级距离利用效率

$$\eta_{di}^{\text{def}} = \frac{m(v_{p,i+1}^2 - v_{p,i}^2)}{2p_{\text{bm}} A_i l_i} = \frac{(Q'_{i+1})^2 - (\theta'_i)^2}{2\beta \sigma_i} \quad (2-130)$$

上面推导出的普通方程,对于设计少量级数的分散储能导轨炮极为适用。多于10级时,需要对这些方程作某些简化处理,以便适于工程应用。

二、特解及分析

现采用下节介绍的等长度(又称“不变能量”)模型进行分析。这是因为它在炮的电气性能分析中是有效的。所谓等长度是这样假定的:导轨上各储能级间距长度相等, $l_i = l_0$, $\sigma = 2ml_0/(L_r' \theta_0^2)$;每级传递的能量相等且效率不变,亦即每级储能相同;弹丸通过下一级的时间较前级的短;此外,不计导轨电阻能量损失。

首先假设分散储能导轨炮能获得准稳定的驱动电流,即微分方程(2-121)至式(2-124)具有与级数无关的稳定不变的电枢电流(I_a)解。在此情况下,重新改写式(2-122)可以得到^[10]: $\Sigma y_i' = I_a = \text{常量}$, $\Omega_i^2 = n\sigma$, $\bar{y}_i = n^{-1/2} \bar{y}_1$ 。用 $\bar{\theta}_i$ 和 \bar{y}_i 表示与级数 n 有关的无量纲平均量,则得到恒流解的必要条件:

$$n^{1/2} \sigma \bar{y}_1 - \bar{\theta}_i I_a = 0 \quad (2-131)$$

由定义 $\bar{y}_1 = \bar{q}_1/q_1(0) \approx 1$, 对式(2-131)解 n 级平均速度 $\bar{\theta}_i$, 则 $\bar{\theta}_i$ 与 σ , I_a 和 n 的关系是

$$\bar{\theta}_i \approx \frac{\sigma n^{1/2}}{I_a} \quad (2-132)$$

把 $\bar{\theta}_i$ 叫作“同步速度”,以此表示弹丸和放电电路能发生相互作用的条件。 $\bar{\theta}_i'$ 和 n 的第二种关系形式由方程(2-123)推导出:

$$\bar{\theta}_i = \sqrt{2\sigma I_a n^{1/2}} \quad (2-133)$$

如果存在恒流解,式(2-132)和(2-133)必须同时满足,因此有

$$I_a = \left(\frac{\sigma}{2}\right)^{1/2} \quad (2-134)$$

以同步速度,使用恒流驱动,每级传递给弹丸相同的能量(因已假设每级储能相同,又因在同步速度时各单级的效率相同);并且如果级数非常大($n \rightarrow \infty$)时,可以忽略末端影响,则总效率等于单级效率。向式(2-129)代入 $\Omega_i^2 = i\sigma$ 和 $y_i^2(0) = i^{-1}$ (此处 i 表示级号),并整理,得单级效率

$$\eta_i = \frac{(\theta'_{i+1})^2 - (\theta'_i)^2}{2\sigma} = I_a^2 = \left(\frac{\sigma}{2}\right)^{1/2} \quad (2-135)$$

这说明以同步速度工作时单级效率仅是 σ 的函数, 并且在 $\sigma=2$ 时有可能全部储能都转变成弹丸动能, 即 $\eta_i=100\%$ 。因为对于极长的分散储能导轨炮 ($n \rightarrow \infty$) 总效率等于单级效率, 这意味着当 $\sigma > 2$ 时总效率 $> 100\%$ 。这说明对于 $\sigma > 2$, 假设方程(2-121)至(2-124)存在稳定恒流解是不正确的。但是在 $\sigma > 2$ 时却存在非恒流解, 见图 2-12(c)。

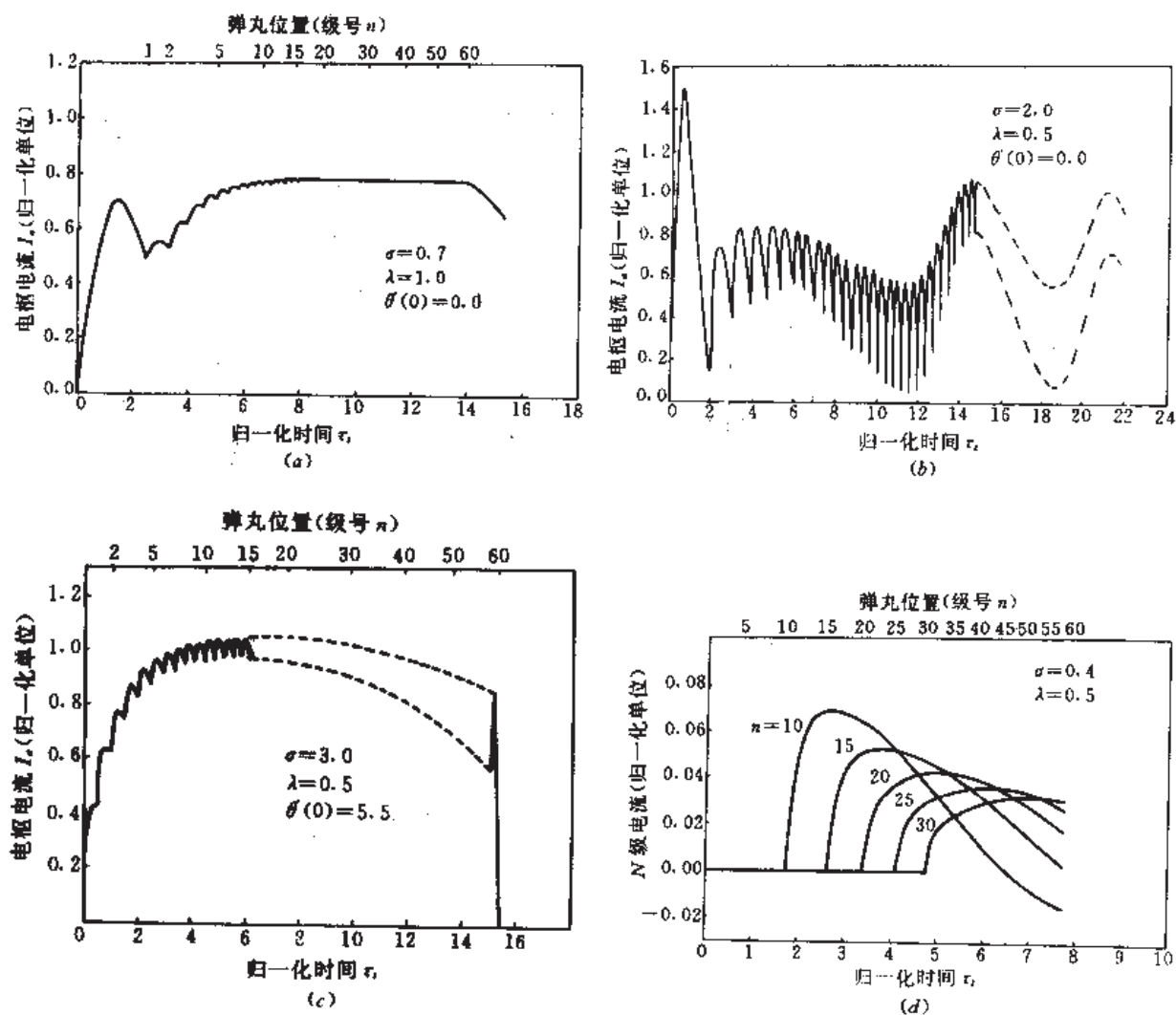


图 2-12 分散储能炮电流和主要参量关系^[10]

上面的结果是以控制微分方程存在恒流解为依据而得到的。尚须用数值方法直接进行验证这样的解是否存在和用实际初始条件能否求得。为此, 给出以下无损失情况的等长度模型方程

$$\lambda y_i'' + i \sigma y_i + \sigma \sum_{k=1}^i y_k'' - [\lambda y_{i+1}'' + (i+1) \sigma y_{i+1}] = 0 \quad (2-136)$$

$$\lambda y_n'' + n \sigma y_n + \theta' \sum_{k=1}^n y_k'' - [\theta - (n-1) \sigma] \sum_{k=1}^n y_k'' = 0 \quad (2-137)$$

$$\theta'' = \left(\sum_{k=1}^n y_k'' \right)^2 \quad (2-138)$$

$$\left(\sum_{i=1}^n y_i\right)^2 \leq \beta \quad (2-139)$$

式中 $\lambda = 2mL_r / [(L_r')^2 Q_0^2]$;

$\sigma = 2ml_0 / (L_r' Q_0^2)$;

$\beta = P_{im} A_0 l_0 / [L_r' Q_0^2 / (2C_1)]$ 。

可使用普通的微分方程解算器程序和标准逆矩阵程序对方程(2-136)至(2-139)求解。

对于一个 60 级分散储能炮解出的电流变化如图 2-12(a) 所示, 所使用的参量是 $\sigma = 0.7, \lambda = 1.0, \theta'(0) = 0$; 弹丸从静止开始。在第一级, 电流有突峰, 到 20 级时弹丸达到了同步速度且电流为常数 ($I_s = 0.755$)。由于 $\sigma \ll 2$, 因此易达到同步速度。

在图 2-12(b) 中, $\sigma = 2, \lambda = 0.5, \theta'(0) = 0$ 。弹丸速度也是从静止开始, 在加速过程中有明显的振荡。但若像图 2-12(c) 那样给弹丸一注入速度 (例如 $\theta'(0) = 5.5$) 时, 图上的激烈振荡变小, 将成为平坦波形; 但是用如此高的速度注入是不实际的, 一般采用 $0.1 \leq \theta'(0) \leq 0.2$ 。

在图 2-13(c) 中, $\sigma = 3.0, \lambda = 0.5, \theta'(0) = 5.5$ 。由于 $\sigma > 2$, 电流呈非稳定性。这些振荡是由后面各级的反向电流引起的。这些反向电流使驱动电流减小和使原设计的同步性质变坏。

σ 对级电流的影响表示在图 2-12(d) 中。这里 $\lambda = 0.5, \sigma = 0.4$ 。若 $\sigma = 2$ 时, 各级电流的峰值几乎同样高, 但很快衰减到零 (呈窄脉冲)。

若把弹丸以同步速度通过某一级而获得的动能除以该级的电能定义作“同步效率”, 则可以用式(2-128)计出同步效率。同步效率就是能达到的最大总效率, 即炮真实效率的上限。它与 σ 的函数关系由式(2-135)表示, 除 $\sigma \geq 2$ 外, 数值计算结果能很好地与解析结果吻合, 并且与 λ 无关。

总之, 在等级长度和不变能量的炮中, 若不计电阻损失时, 将呈现同步的和恒流的工作状态。对于 $\sigma < 2$, 电流的扰动相对小, 呈稳定状态; 对于 $\sigma > 2$, 是不稳定的。电能到动能的转换效率随 σ 增大而增加。参量 λ 仅轻微地影响电流波形。

现在分析有限电阻的影响。导轨每单位长度的电阻 R_n 是不相等的, 这是因为弹丸速度越来越高, 弹丸通过前面级的渡越时间越来越短, 电流不能充分渗透导轨。借助趋肤深度, 可得到第 i 级单位长度导轨的电阻 (电阻梯度)

$$R_n = \frac{1}{\pi} (2\rho\mu_0 k_0)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{l_0 C_1}{(L_r')^3} \right]^{\frac{1}{4}} (i)^{\frac{1}{4}} = D i^{\frac{1}{4}} \quad (2-140)$$

式中 k_0 ——修正因子, 对于 $\sigma \approx 2$ 时 $k_0 \approx 0.3$ 。

随级数 i 的增大, R_n 有微弱的增加。常数 D 越大, 炮的效率越低, 在全部 D 的范围内, 最高效率出现在 $1.5 < \sigma < 2$ 间, 并且当 D 增大时, 对应最佳效率的 σ 向低值移动。马歇尔最近指出, 合理设计时分散储能导轨炮的效率可以达到 90%。导轨电阻还将影响电流波形, 增大峰到峰间的波动, 使作用在弹丸上的压力变化, 压力波动值随 D 和 σ 快速增加; 电流波动亦使每单位长度导轨传递的能量有所减少。

最后讨论末端效应的影响。实际上, 弹丸出口时炮末端级电流并未完全降至零, 有时还会引起导轨端部的破坏。可以采用加长一小段导轨来避免出现这种现象。因为激励电

路的谐振性质能使电流过零,使弹丸通过加长段时电流过零,此时弹丸出膛不会引起炮口产生电弧。

此外,尚应注意导轨间的电压。从第一级开始,电枢后面两导轨间的电压逐渐增加。在第 n 级(图 2-11 上的 $n-n'$ 点间)上的导轨间电压

$$u_{bn} = i_{an} R_n x_1 + L_n' x_1 (di_{an}/dt) + i_{an} L_n' v_{pn} \quad (2-141)$$

式中 i_{an} ——在 n 级时电枢总电流;

v_{pn} ——在 n 级时弹丸(电枢)速度;

x_1 ——级间距离内的弹丸位移, $x_1 \leq l_0 = l_i$ 。

显然, v_{pn} 和 x_1 对此电压有重大贡献。视不同结构和速度的分散储能导轨炮, u_{bn} 在 10kV 量级。

2.2.4 分散电流导轨炮

另一种分散馈电的导轨炮是分散电流导轨炮。它与分散储能导轨炮的主要差别,仅在于它的储能器不是分散(或分布)的而是集中于一个,只是供电电流分散于导轨。它的工作原理和主要性质与分散储能导轨炮类似。图 2-13 是分散电流导轨炮的电路图。

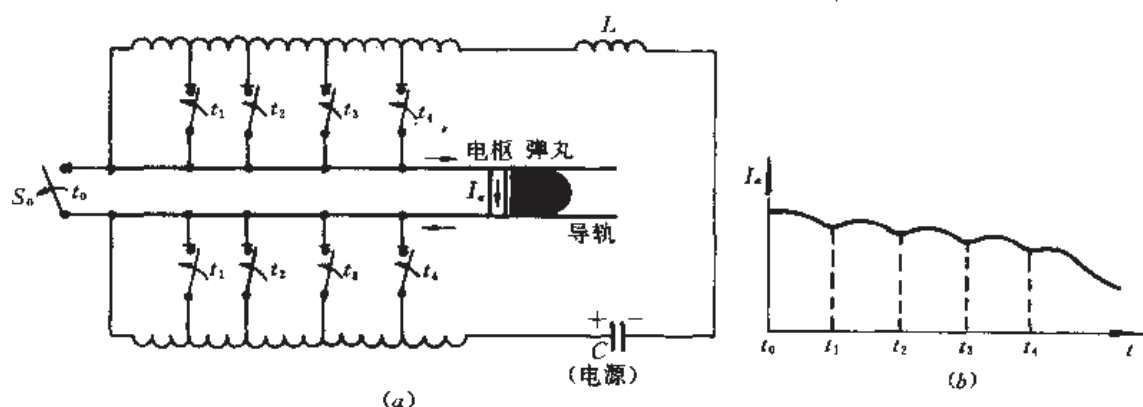


图 2-13 分散电流导轨炮原理

(a) 电路; (b) 电枢电流。

初级电源 C (电容器组或单极发电机等) 给单个电感器充电。电感器分为两部分,一部分是靠近初级电源的普通结构的电感器 L ; 另一部分是在导轨长度区域周围的电感器。两部分串联,后者沿炮管长度部分分布,它应能提供出每单位长度适用的电感值。

在分散电流导轨炮中,一旦电感中的电流处于峰值(储能量大)状态,把开关 S_0 断开,原在后膛的电枢开始通过电流,两导轨间的电压近似为零。在某些应用中,电枢本身便起开关(S_0)作用,勿须另外设置断路开关。弹丸在膛内运动的过程中,当电枢通过导轨周围电感器的各对应区段和相应的开关 t 支路时,开关 t 应当同步地闭合,以使储能电感器向电枢放电。第一区段电感电流衰减到一定程度时,第二区段开始参与放电,类此等等继续下去。这种方法能把携带大电流的导轨长度限制在一定的范围内,从而减小能量损失。在这种方法中,若使用高温超导体作电感器,导轨可长达几千米,以资用于航天领域地对空定向发射。在分散电流馈电的导轨炮中,发射结束时储存在两对闭合开关间炮膛内的剩

留磁能消耗在导轨和开关上,这样就克服了简单导轨炮发射结束后消耗剩留磁能的困难。

在多数情况下,分散电流导轨炮比分散储能导轨炮的能量转换效率要小些。但用于空间发射时,效率低的缺点将被装置和电源投资的费用减少所补偿。这种炮不需要高电压的初级电源和断路开关。

分散电流导轨炮的分析方法和分散储能炮的分析方法类似,此不重述。

这种炮的优点是:电源和开关方面的基本投资相对地少;可灵活地选用初级储能器;能避免导轨电阻能量损失大和电感剩留能量多的弊端。它在效率和复杂性方面,介于简单导轨炮和分散储能炮之间。

2.3 分段导轨炮

2.3.1 性能概述

分段导轨炮是把较长的简单导轨炮分成若干独立段而形成的,或者说把若干较短的简单导轨炮同轴直线地排列开来便组成分段导轨炮。分段导轨炮的提出,是基于以下三个方面的原因:

(1)由于简单导轨炮恒流工作时,弹丸出口后导轨电感储存一些剩留的磁能,不仅降低效率,而且往往导致炮口电弧放电;(2)在简单导轨炮中,欲使弹丸达到高速度,除加大驱动电流外,尚须增长导轨,以便有充分的加速时间。而导轨的增长势必导致炮的有效电阻的增加,使炮的欧姆损失变大,也引起效率降低;(3)在简单导轨炮中,速度超过 3km/s 时常使用等离子体电枢,此举带来导轨烧蚀和粘滞阻力,并有可能在主等离子体电枢后面某些等离子体区域发生“再点火(resrike)”电弧放电(或重燃),分路导轨电流,使主等离子体电枢电流减少,弹丸的加速力变小,达不到预期的动能,最后使效率降低。

采用某种分段导轨炮可以消除上述各种不良现象。分段加速除能提高效率外,一是能减少导轨发热;二是允许每段以最高的有用值重新建立电流;三是减小导轨电阻产生的电压降,防止寄生电压的击穿(在小口径炮中更易发生);四是能方便地把所需的总能量分成若干较小的部分;五是由于呈模块形式,可视需要方便地增加或减少段数。分段炮的唯一缺点是结构较复杂。

若作用在弹底面积 A_b 上的最大压力 p_{bm} ,则弹丸的动能 $W_k = p_{bm} A_b x$,由此得到弹丸速度

$$v_p = \left(\frac{2W_k}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{2p_{bm} A_b x}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-142)$$

依据弹丸的动能、速度和在膛内的渡越时间,分段导轨炮(以及分散馈电的导轨炮)分为两大类。一类是等段长(或“不变能量”)的分段导轨炮,其各段长度相等,向弹丸传递相等的动能,因此各段效率和储能也相同。但由于弹丸速度越来越高而渡越每段的时间越来越短,因此要求前面各段的放电时间比后面各段的短;另一类是等时间(或“变能量”)的分段导轨炮,其各段具有相等的放电时间,弹丸通过各段的渡越时间相同,但段的长度随弹丸速度增加而增长,而且要求较前面的段比后面的段储能更多些。这两种分段导轨炮的原理示意于图 2-14。

分段(或分散馈电)导轨炮的两种工作方式各有选取段长、能量和电路参量的准则,它

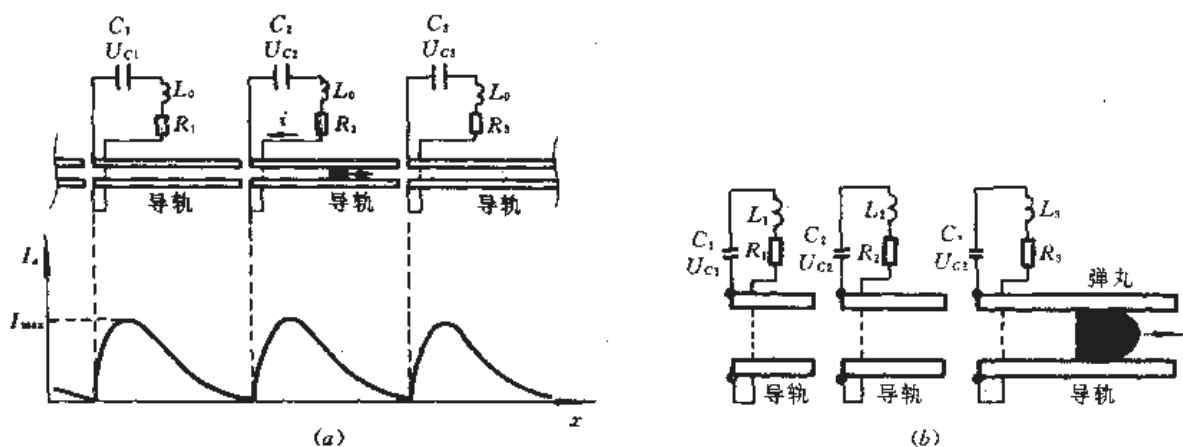


图 2-14 分段导轨炮分类及原理

(a) 等段长分段炮; (b) 等时间分段炮。

们的各物理量与段(或级)数 n 的关系如表 2-2 所示。

表 2-2 参量与段(级)数关系^[10]

参 量	与段(级)数 n 的关系	
	等段长炮	等时间炮
总电流 I	近似常量	近似常量
加速力 F_a	近似常量	近似常量
段(级)长度 l_s	常量	n
弹丸速度 v_p	$n^{-\frac{1}{2}}$	n
渡越时间 t_d	$n^{-\frac{1}{2}}$	常量
储能 W_m	常量	n
电容量 C	n^{-1}	n^{-2}
电荷量 q	$n^{-\frac{1}{2}}$	常量
充电电压 U_c	$n^{\frac{1}{2}}$	n
电路电感 L	常量	n
导轨电感 $L_g l_s$	常量	n
导轨电阻 $R_g l_s$	$n^{-\frac{1}{2}}$	n
电路电阻 R	$n^{\frac{1}{2}}$	n
电路阻抗 Z	$n^{\frac{1}{2}}$	n
损耗系数 $R_g l_s / Z$	$n^{-\frac{1}{4}}$	常量

一、等时间分段导轨炮

假设第 n 段号数小于总段数 N , 而弹丸从 N 段的出口速度(弹初速)为 v_{pt} , 则第 n 段的段长度^[11]

$$l_s(n) = \frac{mv_{pt}^2}{L_r I^2} \left(\frac{2n-1}{N^2} \right) \quad (2-143)$$

弹丸渡 n 段的时间

$$t_n = \frac{2mv_{rf}}{L_r I^2} \left(\frac{1}{N} \right) \quad (2-144)$$

各段 t_n 相等。弹丸在第 n 段获得的动能

$$W_{\text{in}}(n) = \frac{mv_{rf}^2}{2} \left(\frac{2n-1}{N^2} \right) \quad (2-145)$$

损失在第 n 段导轨的能量

$$W_{\text{L}}(n) = W_N \left(\frac{n-3/5}{N^{5/2}} \right) \quad (2-146)$$

式中

$$W_N = \frac{16}{3L_r} (\pi \mu_0 \rho_r)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m}{L_r} \right)^{3/2} v_{rf}^{5/2} \quad (2-147)$$

其中 L_r ——导轨的横截面周长；

ρ_r ——导轨材料密度。

弹丸在第 n 段的出口速度

$$v_m(n) = v_{rf} \left(\frac{n}{N} \right) \quad (2-148)$$

二、等段长分段导轨炮

在实际应用中,人们更对等段长分段(或分散馈电)导轨炮感兴趣,因为它比等时间分段炮有更良好的电气性能和便于建造及维修。在图 2-14(a)所示的经典分段导轨炮中,它每段相等,各段具有独立的电源;电路不需同步闭合开关,运动的导电电枢可作为每段的开关;合理设计电路参数,使弹丸离开每段炮口时恰好电流谐振至零,此时断开该电路,从而防止了每段炮口电弧放电。同时导轨电感无剩留的磁能;由于分段多,再点火的可能性变小。这种炮的缺点是电流波动大;各段间需要良好的电绝缘,因而出现如图 2-15 所示的两种单电源等段长结构。在图 2-15(a)中,使用一个单一电源,电源简单但电路需设有放电用的闭合开关 S ,这些开关闭合后不须再断开。仅需在一条导轨上分段和绝缘,这是一重要优点。图 2-15(b)仅在一导轨的表面分段,表面与导轨体绝缘,表面各段之间也需绝缘,且每段需设一放电用闭合开关。虽然这种炮较复杂,但它能彻底消除再点火^[12]现象。

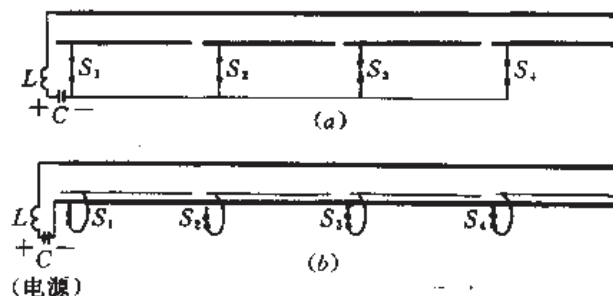


图 2-15 两种单电源分段导轨炮

(a)单导轨分段;(b)单导轨面分段。

现在仍分析图 2-14(a)所示的等长度分段炮。它的每段长度

$$l_0 = l_i = \frac{mv_f^2}{L_i I^2} \left(\frac{1}{N} \right) \quad (2-149)$$

弹丸在第 n 段的渡越时间

$$t_n(n) = \frac{2mv_f}{I_i I^2} \left[\frac{n^{\frac{1}{2}} - (n-1)^{\frac{1}{2}}}{N^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (2-150)$$

弹丸在每段增加的动能 W_n 相等, 即

$$W_n = \frac{mv_f^2}{2} \left(\frac{1}{N} \right) \quad (2-151)$$

损失在第 n 段导轨上的能量

$$W_n(n) = W_N \{ [n^{1/2} - (n-1)^{1/2}]^{3/2} [2n^{1/2} + 3(n-1)^{1/2}]^{1/2} / (5N^{5/4}) \} \quad (2-152)$$

弹丸在第 n 段的出口速度

$$v_n(n) = v_f \left(\frac{n}{N} \right)^{1/2} \quad (2-153)$$

简单导轨炮再点火是由于两导轨表面喷出的金属蒸气云相互扩散引起的。对于大口径导轨炮, 产生再点火的时间正比于两导轨的间距平方。

人们仅关心在低速度区域的再点火, 因为在低速区弹丸逗留的时间相对长, 因而具有更长的再点火时间。故使用分段炮有减轻再点火的可能性, 但应特别注意设计两段导轨的连接部分, 因为每段电路电流需要从零开始。为了在连接部分也能得到均匀、平滑地加速, 最好使用三维排列导轨电极的分段炮(图 2-16)。这样分段, 相邻段电极互相重叠接近但又不接触, 当电枢通过接合处时, 能保证电枢电流起伏较小。

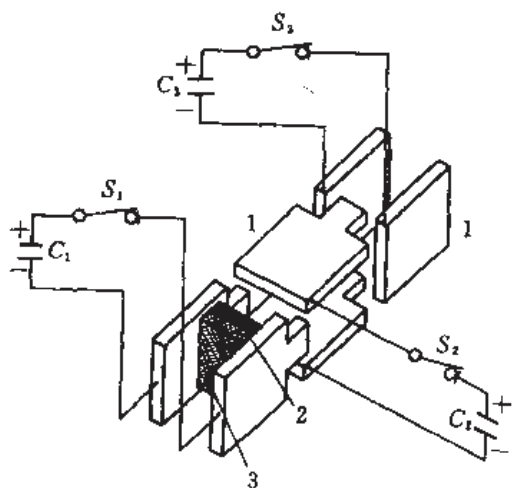


图 2-16 分段导轨炮的三维排列方法

1—导轨; 2—弹丸; 3—电枢。

2.3.2 效率分析

在分段导轨炮系统中, 仅对弹丸行进的那一段短时间地供电, 其余段此时不通导电

流;而且弹丸离开该段时该段电感储存的剩留磁能很少。这些使得分段炮比简单导轨炮有更高的效率;但比分散储能导轨炮的效率低,这是因为它的欧姆损失仍然较大所致。因此有必要分析一段导轨的有效电阻。

设所考虑段的长度为 l_i , 在其内取一长度元 dx 。当弹丸通过期间, dx 元电阻 dR 产生的焦耳热为 dQ 。若趋肤深度 $\delta(t) = (\Delta t \cdot \rho / \mu_0)^{1/2}$, 则 $dQ/dx = \int_0^{t_i - t} [I^2 dR / dx] dt = 2I^2 (\rho \mu_0 \cdot \Delta t)^{1/2} / h$ 。假设弹丸通过该段的速度 v_m 为常量, 对 dQ/dx 表达式进行段长 l_i 积分, 则该段产生的焦耳热

$$\Delta Q_i = \frac{2I^2}{h} \sqrt{\rho \mu_0} \int_0^{l_i - x} \frac{1}{v_m} dx = \frac{4}{3} \frac{I^2 l_i}{h} \sqrt{\rho \mu_0 t_i} \quad (2-154)$$

对于等时间分段导轨炮, $t_i = t_0 / N$, 则炮系统总焦耳热

$$Q = \sum \Delta Q_i = \frac{4}{3} \frac{I^2 l_i}{h} (\rho \mu_0 t_0 / N)^{1/2} \quad (2-155)$$

因此分段系统的有效电阻

$$R_e = Q / (I^2 t_0) = \frac{4}{3} \frac{l_i}{h} \sqrt{\frac{\mu_0 \rho}{N t_0}} \quad (2-156)$$

对于等长度分段导轨炮, $l_i = l_0 = l_i / N$, 则系统焦耳热

$$Q = \sum \Delta Q_i = \frac{4}{3} \frac{I^2}{h} \sqrt{\rho \mu_0} \frac{l_i}{N} \sum \sqrt{t_i} \quad (2-157)$$

分段系统的有效电阻

$$R_e = \frac{4}{3h} \sqrt{\rho \mu_0} \frac{l_i}{N t_0} \sum \sqrt{t_i} \quad (2-158)$$

对此式取近似值, 通过积分求和, 其结果将和式(2-156)相近。

实际上, 在分析分段导轨炮电阻能量损失时常与简单导轨炮相比较。在高速情况下, 考虑趋肤效应时简单导轨炮的电阻能量损失

$$W_e^1 = \frac{8}{15h} I^2 a \left(\frac{\pi \mu_0 \rho}{2} \right)^{1/2} t_i^{5/2} \quad (2-159)$$

式中 t_i ——弹丸到达 x 位置的时间。

而 N 段等长度导轨炮的电阻能量损失

$$W_e^N \approx W_e^1 \frac{5}{4 \sqrt{2}} (N)^{-\frac{9}{20}} \quad (2-160)$$

这表明, $N=20$ 的等长度分段炮的电阻损失仅为同长度简单导轨炮的 23%。也可用动能 W_k 计算 N 段等长度导轨炮的电阻能量损失:

$$W_e^N \approx W_k \frac{8}{3hI} \left(\frac{\pi \mu_0 \rho}{2} \right)^{1/2} (f_k L_e)^{-3/2} (m v_{ef})^{1/2} (N)^{-\frac{9}{20}} \quad (2-161)$$

式中 f_k ——转变为弹丸动能的理论系数。

以上考虑的是由趋肤效应产生的等效电阻影响。现在分析直流电阻作用。当导轨很薄且弹丸速度足够低时, 电流在导轨横截面上分布均匀, 导致每单位长度电阻接近直流电阻值。令此时导轨单位长度不变的电阻为 R_{r1} , 则简单导轨炮的直流电阻损失为

$$W_{br}^1 = \frac{R_{r1}}{6} I^2 a t_i \quad (2-162)$$

而 N 段等长度分段导轨炮的直流电阻损失

$$W_{BR}^N \approx W_{BR}^1 \frac{3}{4} \left(\frac{1}{N}\right)^{3/2} \sum_{n=1}^N \left(\frac{1}{n}\right)^{1/2} \quad (2-163)$$

显然,对于 $N=20$ 时级数之和为 $1.7\sqrt{N}$, 直流电阻损失仅为简单导轨炮的 6.4%。而 W_{BR}^N 与弹丸动能和出膛速度的关系为:

$$W_{BR}^N = W_k \frac{2R_{r1}mv_{ff}}{N} (f_2 L_r I)^{-2} \quad (2-164)$$

此外,还应考虑等离子体电枢的能量损失。

最后,仅考虑直流电阻影响时, N 段导轨炮的效率

$$\eta_{BR}^N = \{2 + [2R_{r1}mv_{ff}(L_r I)^{-2}/(Nf_2) + 4U_s/(L_r v_{ff} I)]\}^{-1} f_2 \quad (2-165)$$

在高速时趋肤效应影响下, N 段导轨炮的效率

$$\eta_{BR}^N = [2 + 82f_2(3hI)^{-1}(mv_{ff})^{1/2}(f_2 L_r)^{-3/2}(N)^{-9/20} + 4U_s/(L_r v_{ff} I)]^{-1} f_2 \quad (2-166)$$

用参考文献[11]中的表 2 数据和图 16, 可得到等段长和等时间的分段导轨炮的特性曲线(图 2-17)。这些曲线表示两种分段炮所需的能量、速度、能量损失、渡越时间(或级长)对级数的依赖关系。从中还可概括地一窥分段导轨炮的性质。

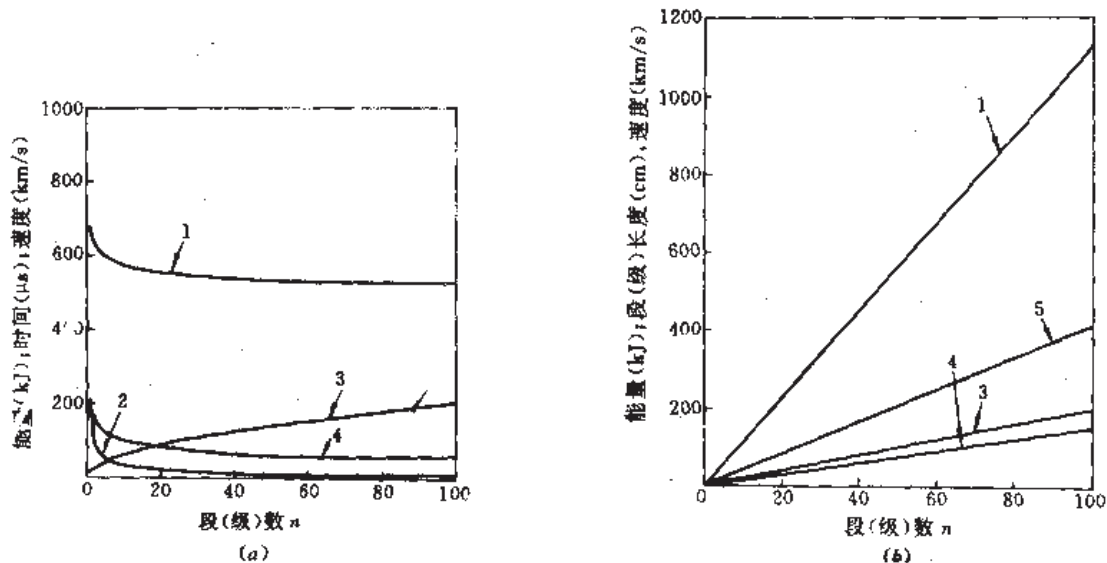


图 2-17 分段导轨炮的特性曲线

(a) 等段长分段炮; (b) 等时间分段炮。

1—所需能量; 2—渡越时间; 3—速度; 4—能量损失; 5—段(级)长。

2.4 串联增强的导轨炮

在简单导轨炮中, 从式(2-13)可见, 作用在电枢或弹丸上的力与电流平方成正比, 也与导轨的电感梯度成正比。由于简单导轨炮的电感梯度已基本固定, 大约 $L_r \approx 0.5 \mu\text{H}/\text{m}$, 因此若提高弹丸速度或加速较大质量的弹丸, 一般电流值都大于 10^6A 。这样大的脉冲电

流,不仅增加了单级高功率脉冲电源的难度,而且往往产生对导轨的严重烧蚀或电磁力破坏。于是,人们就从增加电感梯度或减少电流入手,提出各种增强型导轨炮。从原理而言,增强导轨炮只有两大类。一种是串联增强,即各增强匝内电流相同;另一种是外场(或变压器)增强,各增强匝电流可以不同。

对所有增强导轨炮,其弹丸受力仍遵从简单导轨炮弹丸受力形式($F = L_r i^2/2$),但在增强炮中应当使用等效电感梯度 L_{re} 。若通过增强炮的 1、2、3...匝导轨的电流为 $i_1, i_2, i_3 \dots$,组成炮管的第一匝导轨自感梯度为 L_{r1} (常 $L_{r1} = L_r$),第一匝与其它匝间的互感梯度为 $M_{12}', M_{13}' \dots$,则通用的增强导轨炮等效电感梯度公式为^[13]:

$$L_{re} = L_{r1} + 2(i_2/i_1)M_{12}' + 2(i_3/i_1)M_{13}' + \dots \quad (2-167)$$

可见,如果各增强匝由不同电源馈电,则等效电感梯度随增强匝电流和互感梯度而变化。而互感梯度却由各匝导轨的几何结构所控制。适当选取增强匝几何形状和电流,可使 L_{re} 超过简单导轨炮的 L_r ,从而获得更大的弹丸速度,或者降低导轨电流。虽然增强导轨炮能用较小的电流工作,但系统的欧姆损失增大,电感也增大,导致效率降低。在以下有关节将介绍一些不同类型的增强导轨炮,首先在本节讨论串联增强导轨炮。

串联增强导轨炮的概念是:把多匝导轨串联起来由一个独立电源供电,以此增大磁场、减少导轨电流和增大导轨电感梯度。串联增强导轨炮分为三类:其一是平面增匝式,如图 2-18(a)所示,它是在主导轨匝外面排列增强匝;另一种是层叠式,如图 2-18(b)所示,是将多匝导轨积木式地层叠起来;有时还采用第三种——串联保护板增强式。

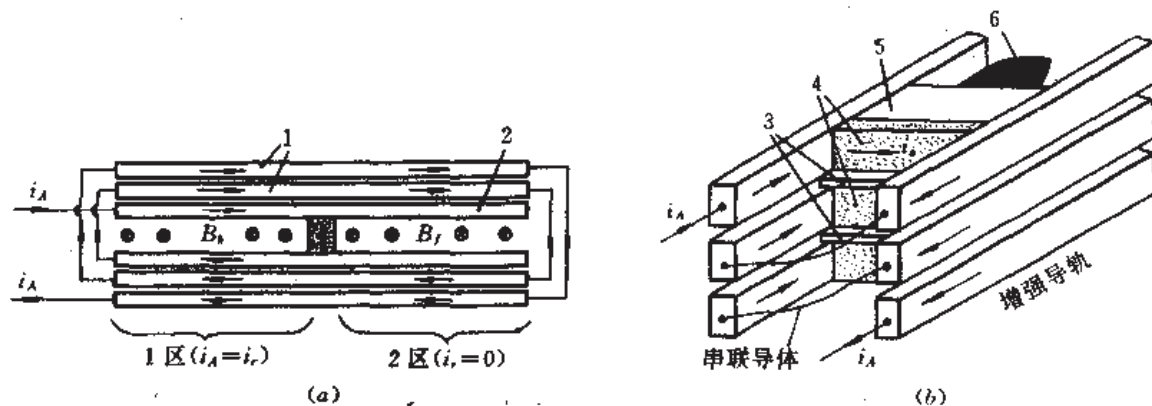


图 2-18 两种串联增强导轨炮

(a)平面增匝式($n=3$);(b)层叠式($n=3$)。

1—增强匝导轨;2—主导轨;3—调整片;4—电枢;5—弹托;6—弹丸。

2.4.1 层叠式增强

正如图 2-18(b)所示^[14],三对导轨层叠起来,通过炮尾的串联导体和三个独立的电枢把这些导轨串联地连接起来,由一个外电源提供驱动电流 i_r 。其中弹托由绝缘材料制成,它支撑着电枢和弹丸。电枢尚带有绝缘的调整片,以此防止各电枢间短路。因为在高速度、大电流时可能在相邻导轨间和各电枢间出现几千伏的高电压,因此各相邻导轨匝间也需要绝缘垫片。通常称上述这种结构为全电枢结构。

更常用的层叠串联增强炮的结构是：其中一对导轨（如居中的）放置一电枢，而其余的导轨对不放置电枢。这种结构一般称为单电枢结构。

现在来简单地分析增强原理。为了与简单导轨炮比较，假设层叠增强的三导轨横截面积之和与简单导轨炮导轨的横截面积相等，并且在两种炮中作用在弹丸上的加速力相同。众所周知，这个力是电流密度 J 与磁感应强度矢量 B 叉乘积的唯一函数。因此为了获得与简单导轨炮同样的加速力，则层叠炮中的电枢电流 i_a 仅为简单炮电流 i 的 $1/3$ ，即 $i_a = i/3$ 。于是

$$F_x = \frac{1}{2} L'_{ee} i_a^2 = \frac{1}{2} L'_{ee} \left(\frac{i}{3}\right)^2 = \frac{1}{2} L'_{ee} i^2 \quad (2-168)$$

因此层叠串联增强导轨炮的等效电感梯度

$$L'_{ee} = 9L'_{ee} = n^2 L'_{ee} \quad (2-169)$$

式中 n ——串联增强导轨炮导轨匝（或对）数。

这就证明了等效电感梯度与导轨匝数的平方成正比，或者说是简单导轨炮电感梯度的 n^2 倍。若层叠增强炮每对导轨通过的电流与简单炮相同，理论上可以认为加速力是简单炮的 n^2 倍。

对于 $n=3$ 的单电枢串联层叠导轨炮，其等效电感梯度可以用式(2-167)计算，并由此得到作用于弹丸上的力

$$F_x = (L'_{e1} + 2M'_{12} + 2M'_{13}) i_a^2 / 2 \quad (2-170)$$

式中 i_a ——串联增强匝的电流。

对于全电枢层叠串联增强导轨炮电感梯度的精确值可以在发射期间测量获得。积分弹丸加速度 $[a = L'_{ee} i_a^2 / (2m)]$ ，则可得到速度 $v_x = L'_{ee} \int i_a^2 dt / (2m) + v_{x0}$ 。这样一来，等效电感梯度

$$L'_{ee} = \frac{2m(v_{xf} - v_{x0})}{\int i_a^2 dt} \quad (2-171)$$

已知初始注入速度 v_{x0} 和欲达到之速度 v_{xf} ，并测出电流作用积分 $\int i_a^2 dt$ ，便可求得等效电感梯度。单匝导轨电感取决于它本身横截面几何形状，也取决导轨匝的几何结构。

为了研究层叠串联增强导轨炮的特性，需要建立数学模型。若电路模型中的电源是电容器 C ，则电路的微分方程：

$$\frac{di_a}{dt} (L_{ee} + L'_{ee} x) = U_c - \frac{1}{C} \int i_a dt - i_a (R_{ee} + R_n + R'_{ee} x + L'_{ee} v_x) \quad (2-172)$$

式中 R'_{ee} ——增强炮系统等效电阻梯度；

L_{ee} ——电源的电感；

R_{ee} ——电源的内阻；

R_n ——电枢电阻；

U_c ——电容 C 的充电电压。

方程(2-172)中的 v_x 和 a 在求解式(2-171)时已给出。

图 2-18(b)所示的层叠串联增强导轨炮，导轨的高度常由炮尾开始朝炮口逐渐变低（图 2-19），以此增强对弹丸的加速力^[14]。一般电源提供给导轨和电枢的电流很难做成平

顶脉冲,在弹丸向炮口运动期间电流幅值亦降低,因此趋向炮口端的导轨高度可以变小。这样,电流密度 J 增加或不致降低太多, B 值也不致降低过多。

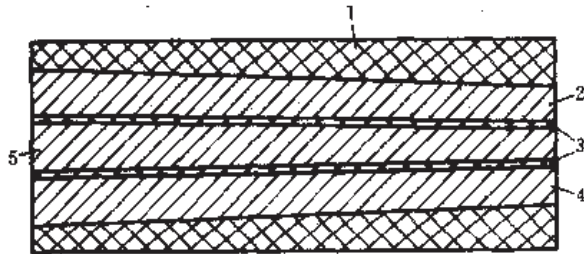


图 2-19 层叠锥状导轨一侧剖面图

1—绝缘体;2—导轨;3—绝缘层;4—导轨;5—导轨。

上述导轨排列成平面,使膛(口径)呈矩形截面。若将各导轨做成弧形表面,则多导轨和绝缘体也可构成圆口径炮。使用矩形口径、方口径还是圆口径视需要而定。

层叠式串联增强导轨炮除能减少每根导轨电流和增大系统电感梯度外,因它是积木式结构,可容易地添加或去掉某些导轨匝。

2.4.2 平面式增强

图 2-18(a)所示的是个三匝($n=3$)的平面增强结构。除主导轨外,尚有两匝串联导轨围绕它在同一平面放置。在电枢前面产生的磁场为 B_r ,在电枢后面产生的磁场为 B_s ,而 $B_s > B_r$ 。由于在主导轨(第一匝)外很近的地方放置了附加的增强匝,才使膛内的磁场大为增强,因而增大了驱动力($J \times B$)。在平面串联增强导轨炮中,各匝导轨电流相等,用式(2-167)得到的外加双增强导轨情况下作用于弹丸上的力亦如式(2-170)所示。若想获得与简单导轨炮同样的加速力,对只增加一匝导轨时所需的电流 i_A ,可用式(2-170)和式(2-13)联立获得,即

$$i_A = i \left(\frac{L_r}{L_{r1} + 2M_{12}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-173)$$

它对单电枢层叠串联增强炮也适用。

在简单导轨炮中,确定了导轨表面电流或磁矢位就完全决定了系统中的场和电流分布;由于自感的存在,电流与表面磁矢位有关。同理,在只有一增强导轨匝的平面增强炮中,场和电流分布也完全由这两个独立参量确定。因此必须确定每导体表面上的电流或者磁矢位。可把磁矢位 $A(x, y)$ 表示成这样一种线性组合:

$$A(x, y) = A_r(x, y)i_r + A_A(x, y)i_A \quad (2-174)$$

式中物理量符号下标“r”表示“主导轨”,“A”表示“增强匝”。全部的磁矢位均与系统的几何结构有关。同样,也存在关于计算空间任何处磁场(B)的类似表达式。当用导体表面上的坐标(x, y)对式(2-174)进行计算时,左边变成表面上的磁矢位。由定义得知,它在导体表面上的值处处是常量,并且 A 值成为导体自感和互感的各一半(因为导轨是成对的)。这样,就能确定出四个关系到全局的电磁参量; L_r 、 L_A 、 M_{rA} 和 M_{Ar} 。后面的两个变量是相等的。

在图 2-18(a)中,纵向有两个性质不同的区域。1 区位于电枢的后面,电流在增强匝和主导轨中流动;在电枢前面的 2 区,电流仅在增强匝内流动,而导轨内无电流($i_r=0$),但这

个区域的导轨被增强匝电流产生的磁场感生涡流。在 2 区,增强匝和主导轨的单位长度电阻是近似相等的,但增强匝的涡流电阻比主导轨的小。由于高频电流分布将造成导体电阻净增加 44%,这是极限值,实际上由于趋肤效应电流向导体扩散引起的电阻增加要比此值小。当电流渗透到导体内,涡流消失,此时 2 区内的主导轨电流变为零。

现在比较串联增强炮和简单导轨炮的电感负载功率。在恒流情况下,简单导轨炮所要求的电感负载功率 $P_{Lr} = L_r v_r I^2$

$n=2$ 的串联增强导轨炮所要求的电感负载功率

$$P_{LA} = (L_{r1} + 2M'_{Ar})v_r I_A^2 \quad (2-175)$$

使用式(2-173)的概念,有 $P_{Lr} = P_{LA}$ 。也就是说,对于一确定不变的弹丸加速力和电流,两种炮电感负载功率相等,这是由于两种炮系统内能量守恒。串联增强导轨炮的自感是主导轨电感 $L_{r1}l_r$ 和串联增强匝电感 $L'_A l_r$ 串联。当电枢达到炮口时,串联增强炮每单位长度的磁能

$$W'_{AA} = \frac{1}{2}(L_{r1} + 2M'_{Ar})I_r^2 + \frac{1}{2}(L_{r1} + 2M'_{Ar})I_r^2 + \frac{1}{2}L_A I_A^2 \quad (2-176)$$

上式第一项和第二项相等,它们是与恒流行进位置相关的弹丸能量和场磁能;最后一项表示弹丸在后膛时与增加匝初始电流上升斜坡相关的能量。这很像系统串联一简单电感器的作用。若在简单导轨炮中进行类似的能量计算,除去最后这项外,也能得到类似的形式。

为了认识平面串联增强导轨炮的性质,现以单极发电机(HPG)作初级电源为例来建立这种炮的工作模型。电路如图 2-20 所示。其中 R_s 和 L_s 是 HPG 的电阻和电感;外储能电感器的电感和电阻分别是 L_{es} 和 R_{es} ;增强匝是 HPG 电路的一个组成部分,它具有常量电阻 R_A 和电感 L_A ,增强匝和主导轨间的互感梯度是 M'_{Ar} (显然,若去掉增强匝的电阻、电感和互感 M'_{Ar} ,则系统便简化成一个简单导轨炮),可把点火开关模型化成 HPG 电路的一个常量电阻 R_f ,并且当断开时可把它从电路中去掉。把主导轨模型化成具有电流 I_r 的独立电路, I_r 可以等于或不等于 HPG 的电流 I_s 。主导轨电感梯度 L_{r1} 是其几何结构的函数;电阻 $R_{r1}x$ 、电枢电阻 R_a 和炮口消弧电阻 R_m 是导轨电路的主要电阻。

上述的平面增强导轨炮工作分三个阶段,即 HPG 电路充电、弹丸发射和 HPG 电路电流更新。开始,发电机电路无电流,接上原动机,提高 HPG 转速,一旦达到所需转速时使

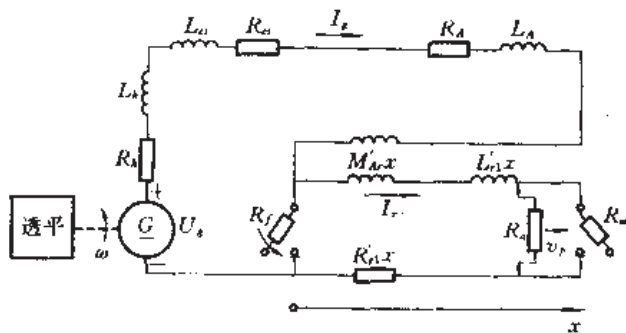


图 2-20 建立工作模型用电路

HPG 电刷下落并闭合点火开关 R_f , 发电机充电电路开始充电, 这便是充电阶段; 一旦达到预先确定的电流值或时间, 断开点火开关, 电流传到主导轨内, 推动电枢前进, 这是发射阶段; 一旦弹丸离开炮口, 闭合炮口开关 R_m 和点火开关, 使发电机电路再充电, 进行电流更新, 为下次发射作准备。以上三种不同工作阶段引出三种不同电路结构, 每种都有其不同的对应工作模型。

一、发电机电路充电模型

此时点火开关闭合、炮口开关断开。对发电机回路使用基尔霍夫电压定律, 有

$$U_g = (R_s + R_m + R_A + R_f)I_g + (L_s + L_m + L_A) \frac{dI_g}{dt} \quad (2-177)$$

在这个简化的数学模型中忽略了 HPG 的动态特性, 并假定了 HPG 的电压 U_g 与电路动态特性无关。可容易地从方程(2-177)解出 dI_g/dt , 然后得到 HPG 电路电流 $I_g(t)$ 的变化规律。在 HPG 充电的过渡过程, 主导轨中的电流 $I_r = 0$ 。

二、弹丸发射期间电路工作模型

此时点火开关断开。考虑主导轨的动态特性, 并把它包含在电路的电压降求和中:

$$U_g = (L_s + L_m + L_A + 2M'_{sr}x + L'_{r1}x) \frac{dI_g}{dt} + [(R_s + R_m + R_A + R_f)x + R_s] \\ + (L'_{r1} + 2M'_{sr}) \frac{dx}{dt} I_r \quad (2-178)$$

其中主导轨的电阻梯度 R'_{r1} 是电流密度穿入导轨深度的函数。以此方程可求出 dI_g/dt 。此阶段作用在弹丸上的力 F , 包括增强匝和主导轨两部分贡献:

$$F_g = (n-1)\delta_A I_g I_r + \delta_r I_r^2 \quad (2-179)$$

式中 δ_A ——增强导轨匝贡献力的系数;

δ_r ——主导轨贡献力的系数。

δ_A 和 δ_r 具有电感梯度单位。此阶段主导轨和增强匝的电流相等。

三、发电机电流更新模型

此阶段炮口开关和点火开关均闭合, 因此系统的电路成为两个回路。对每个均使用基尔霍夫电压定律, 有

$$U_g = (L_s + L_m + L_A) \frac{dI_g}{dt} + (R_s + R_m + R_A + R_f)I_g + M'_{sr}l_g \frac{dI_r}{dt} \quad (2-180)$$

$$0 = l_g M'_{sr} \frac{dI_g}{dt} + (l_g R'_{r1} + R_m + R_f)I_r + l_g L'_{r1} \frac{dI_r}{dt} \quad (2-181)$$

式中炮管长度 $l_g = x_f$ (炮口坐标)。解上二式得

$$\frac{dI_g}{dt} = \frac{1}{D} \left[U_g + \frac{M'_{sr}(l_g R'_{r1} + R_m + R_f)}{L'_{r1}(L_s + L_m + L_A)} I_r + \frac{R_s + R_m + R_A + R_f}{L_s + L_m + L_A} I_g \right] \quad (2-182)$$

$$\frac{dI_r}{dt} = \frac{1}{D} \left[\frac{M'_{sr}}{L'_{r1}} U_g - \frac{M'_{sr}(R_s + R_m + R_A + R_f)}{L'_{r1}(L_s + L_m + L_A)} I_g - \frac{l_g R'_{r1} + R_m + R_f}{L'_{r1} l_g} I_r \right] \quad (2-183)$$

式中 $D = 1 - (M'_{sr})^2 l_g / [L'_{r1}(L_s + L_m + L_A)]$ 。

从上三阶段工作模型求出各自的 $I_g(t)$ 或 $I_r(t)$, 从而可描述各阶段的系统特性。用上述模型分析平面串联增强导轨炮的固有性能极限时, 应集中于导轨初始温度、电路总电感和增强导轨匝的几何结构方面。在研究其中某方面问题时, 都应当用炮的总效率作为性能

的度量。对方程有关参量输入具体数值,便可研究导轨初始温度、系统总电感和增强匝几何形状对炮性能的影响。研究结论指出:在增强导轨匝内将产生严重的欧姆损失,使串联增强导轨炮的效率低于简单导轨炮。这些损失发生在充电阶段,并随充电时间快速增长;而当发射频率增加时,欧姆损失相应减少。效率变低的另一个原因,是场的储能效率降低(与下节的外场增强比较而言)。提高效率的主要方法是,减少增强导轨匝的电阻,最好使用超导体。

此外,为了减轻或避免电枢再点火的影响,可把平面串联增强导轨炮分段排列,低速段采用多匝增强,在此区域电流较小;然后在高速段像图 2-16 所示那样用三维排列分段增强(图 2-21)。实际上这是一种分段增强导轨炮装置。

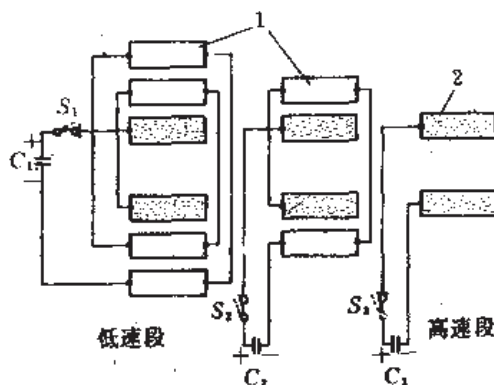


图 2-21 串联增强分段导轨炮示意

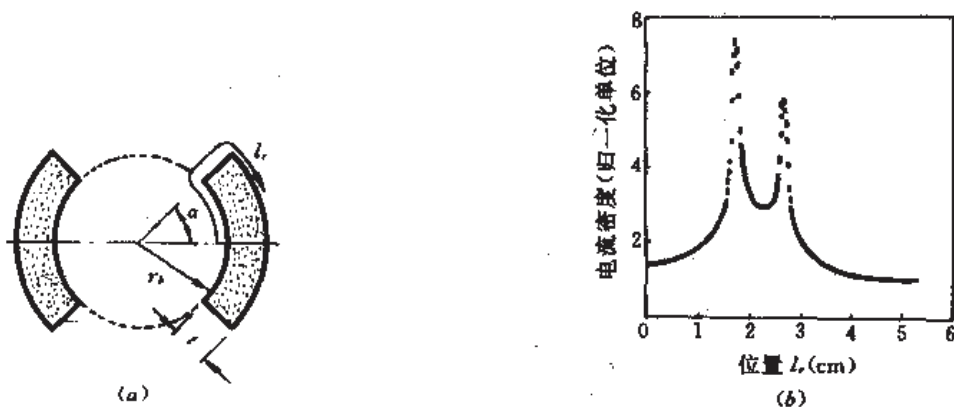
1—增强导轨; 2—主导轨。

2.4.3 保护板增强

保护板增强能减少导轨的电流密度峰值,提高电感梯度,增大弹丸的加速力。其方法是在导轨外侧半包围一带电的辅助导体。

研制导轨炮的主要目的,是制造能发射几百或几千发弹丸的高能量设备。然而,由于导轨的高电流密度常使导轨过热,损坏很快,缩短了炮的使用寿命。导轨的热损坏热源有三:一是导轨与电枢交界面的接触电压产生的热;二是导轨电阻的焦耳热;三是摩擦产生的热量。前两个损坏机制主要与导轨局部电流密度过大有关。例如,图 2-22(a)所示的简单圆口径导轨炮结构。沿一导轨横截面周边位置 l 的电流密度分布如图 2-22(b)所示。电流密度曲线仅就右导轨上半部沿周边 l 绘出的,其纵坐标电流密度采用归一化单位,规定导轨外侧中心的电流密度为 1;横坐标是从原点(导轨内侧中心点)开始沿 l 到外侧中心点的距离。从曲线可看出,导轨内侧拐角($l \approx 1.75\text{cm}$ 处)电流密度最大,约是内侧中心处的 4 倍,其次外侧拐角($l \approx 2.75\text{cm}$ 处)电流密度亦较大。显然,内侧拐角处不仅有最高的焦耳热,而且还与电枢接触,因此该处最易损坏。必须注意,电流密度曲线是对电枢后面导轨而言的。

图 2-22(b)的电流密度以及导轨电感梯度和弹丸受力均可计算。根据平行长导体静电面电荷分布与静磁面电流分布的相似性,可获得电流密度,但需要适当规定每导体的磁矢位 A ,使 A 在一导体表面上和内部处处是常量,在两导轨上值相等、方向相反,然后便可

图 2-22 圆口径的简单导轨炮导轨电流密度^[15]

(a) 导轨横截面, (b) 电流密度分布

(其中 $r_s = 2.257\text{cm}$, $\alpha = 45^\circ$, $t = 1\text{cm}$, $i_s = 1.18\text{MA}$, $L_r = 0.494\mu\text{H/m}$, $F_s = 0.346\text{MN}$)

计算出面线电流密度 J 。 A 和 J 都是导轨周边长度的函数。一旦 A 和 J 已知, 在导体表面积分 $J \cdot A$ 就得到磁能 W_m , 则使用 $F_s = \partial W_m / \partial z$ 便可计算出弹丸受力 F_s 。对于简单导轨炮, 弹丸(电枢)前面 $W_m = 0$, 加速力仅与弹丸后面的磁能有关。但在导轨附近有携带电流的辅助导体(如增强导轨匝)时, 则需要计算弹丸前面和后面单位长度的磁能, 弹丸加速力是这两能量差的偏微分。

现在简要地分析来自三种热破坏源的热量, 以便确定辅助导体的电流密度极限, 因为辅助导体电流密度与导轨使用的电流密度极限有关。对图 2-22(a)所示的导轨结构, 导轨电阻 R_r 产生的焦耳热

$$Q_1 = \int_0^{l_s} i^2 R_r dt = \int_0^{l_s} \frac{i^2 L_r(t)}{\delta A_{r1}(t)} dt \quad (2-184)$$

式中 $l_s(t)$ ——弹丸后面的导轨长度;

$A_{r1}(t)$ ——导轨携带电流部分的横截面积。

$l_s(t)$ 和 $A_{r1}(t)$ 均为时间函数。可把 A_{r1} 看作是导轨高度和电流趋肤深度之积。而趋肤深度 δ 又是电导率 σ 、磁导率 μ 和时间的函数, 对于铜材 $\delta = 0.13217 t^{1/2}$ 。导轨每单位高度产生的焦耳热

$$\frac{Q_1}{h} = \frac{J^2 a}{0.26434 \sigma} \int_0^{l_s} t^{1/2} dt \quad (2-185)$$

这表明导轨产生的焦耳热与电流密度 J 有关。

可以认为导轨和电枢的接触电压降产生的热量一半给导轨, 一半传给电枢。因此消耗在单位高度导轨上的接触电压热量

$$\frac{Q_2}{h} = \frac{1}{2} \int_0^{l_s} U_s J dt \quad (2-186)$$

由于摩擦消耗在单位高度导轨上的热量

$$\frac{Q_3}{h} = \int_0^{l_s} \frac{\mu_0 \mu_r J^2 a s t}{4 \tan \theta} dt \quad (2-187)$$

式中 s ——两导轨内侧间距;

θ ——“ \wedge ”形电枢与一导轨的夹角;

μ_k ——摩擦系数,典型地 $\mu_k=0.3\sim 0.4$ 。

对式(2-185)至(2-187)使用一些典型导轨炮数据,可近似地获得导轨和辅助导体的相对电流密度极限。参考文献[15]采用等效代换和典型数据,获得辅助导体对导体的峰值电流密度比应当在3:1~1:1之间,即导轨峰值电流密度取 $\leq 400\text{kA/cm}$,辅助导体峰值电流密度 $\leq 800\text{kA/cm}$ 。

最后分析辅助导体(保护板)的功能。使用保护板来减少导轨局部电流密度过高的想法是源于平行板电容器的电荷分布与平行导体的电流分布的相似性和电容器设计概念。在电容器设计中,常在电容器板周边外加一保护环导体,以抑制电容器板的电荷密度集中。为了减少电容器板局部峰值电荷密度,保护环和被它包围的电容器板以同样极性充电。把这种概念用于导轨炮,便出现用保护板减少导轨电流密度的增强型炮。使靠近导轨的携带电流的保护板具有和导轨同向电流,则可减少导轨的电流密度。所用电源可是同一个(此时导轨和保护板串联)或各自单独用自己的电源。

首先想到的结构,是在图2-22(a)的导轨外侧等间隔地放置等厚度的弧形保护板(扇形侧边与导轨的平齐)^[16],但这种结构的效果不明显。计算表明,此举不能减小导轨内侧拐角($L=1.75\text{cm}$ 处)和外侧拐角($L=2.75\text{cm}$ 处)的电流密度。因此,实际上常采用图2-23(a)和图2-24(a)所示的结构。

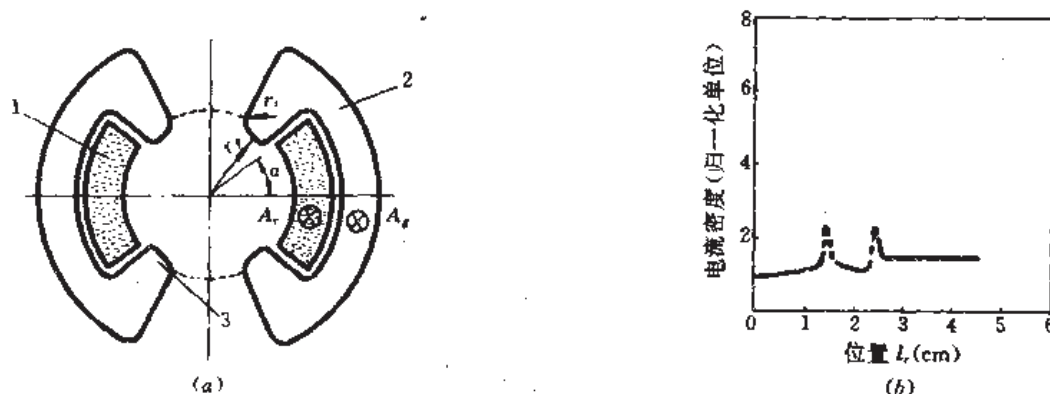


图2-23 有突缘保护板的增强导轨炮

(a)结构的横截面;(b)电流密度分布。

1—导轨;2—保护板;3—突缘。

(其中 $r_1=1.97\text{cm}$, $r_2=0.613\text{cm}$, $\alpha=37.8^\circ$; $A_r/A_s=1.087$, $i_r=2.14\text{MA}$, $i_s=2.95\text{MA}$,

$F_p=2.49\text{MN}$; A_r 和 A_s 分别为导轨和保护板的磁矢位)

与图2-22对照,图2-23不仅两拐角电流密度下降最低,而且弹丸加速力增加最大,这种结构是最佳方案。在导轨和保护板的电源独立的情况下,绘出图2-23(b)的曲线。如果将保护板和导轨串联用一个电源激励,使用 $i_r=i_s=2.1\text{MA}$ 时,则 $F_p=1.94\text{MN}$, $L_{rc}=0.88\mu\text{H/m}$ 。此种结构的保护板突缘稍微突出到膛内,导致设计和制造的复杂性;但可考虑用突出物充“膛线”用。

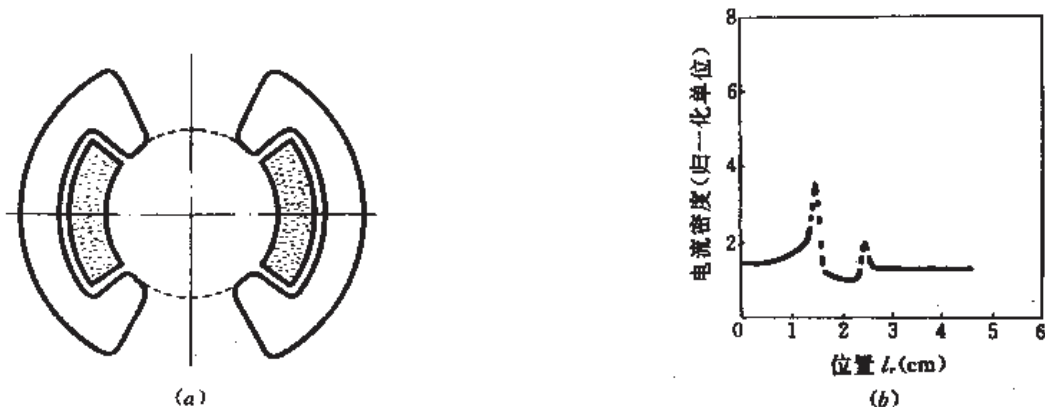


图 2-24 无突缘保护板的增强导轨炮

(a)结构横截面;(b)导轨电流密度分布。

(其中 $r_p=2.257\text{cm}$; $r_r=0.514\text{cm}$; $\alpha=37.9^\circ$; $A_r/A_p=1.059$; $i_1=1.48\text{MA}$; $i_2=2.41\text{MA}$;
 $F_p=1.49\text{MN}$; A_r 和 A_p 分别为导轨和保护板的截面积)

图 2-24(a)是为获得最大加速力而保护板稍简单的结构,保护板无突出,即 r_p 等于口径之半。此时若导轨与保护板串联,电流为 1.71MA 时,弹丸加速力便可达到 1.42MN ,有效电感梯度 $L'_e=0.984\mu\text{H/m}$ 。

从以上分析可得到结论:使用保护板增强简单导轨炮,可使导轨局部峰值电流密度大为降低,同时能增大有效电感梯度,产生的弹丸加速力能比简单炮的大 4~8 倍,而且能提高炮的使用寿命。

2.5 外场增强的导轨炮

在不减小加速力的情况下,可以增强磁场和减少导轨电流。除采用串联增强达到此目的外,尚可采用外场增强方法。所谓外场增强导轨炮,是使用与导轨紧密磁耦合的独立线圈,由另一电源馈电给线圈以激励出磁场,这外来磁场通过两导轨间,从而增强导轨间的磁场。由于利用了变压器原理,所以有时也统称为变压器增强导轨炮。

外场增强方法有多种(图 2-25)。图 2-25(a)表示的是纯变压器型,电源 G 向初级线圈提供的脉冲电流(i_{p1})产生脉冲磁场,此磁场通过闭合导轨回路(次级),在导轨回路中感应出电流 i_{p2} , i_{p2} 和磁场 B 产生洛伦兹力以推动弹丸前进。若系统中无能量损失和具有理想的磁耦合,并且增强(初级)线圈匝数为 N ,则 $i_{p2}=Ni_{p1}$ 。

图 2-25(b)是储能变压器型。在初级增强线圈充电(储能)以后,两个开关同时动作,即电源开关和导轨(次级)开关闭合,导轨交链的磁通变化,感应出电流,这将导致放电期间功率放大。由于它具有储能的功能,使用功率相对低的初级电源即可。

图 2-25(c)是 XRAM 炮。它使用电感元件,按众所周知的电容 MARX 发生器^[26]反过程工作。在 MARX 发生器中电容并联充电然后串联放电;在 XRAM 炮中是串联充电然后并联放电,恰与 MARX 的过程相反,故取名为 MARX 的倒读顺序。

图 2-25(d)是双电源馈电型。导轨和增强线圈各有自己的独立电源供电。这种型式和

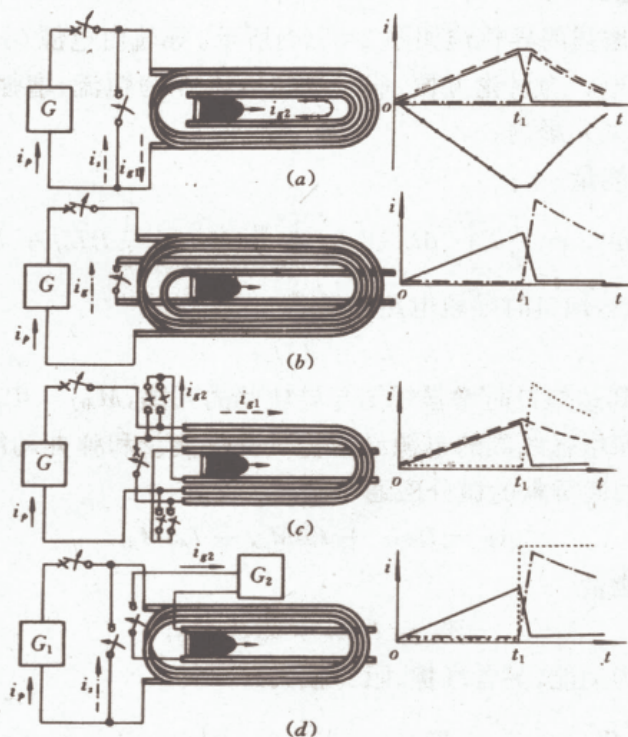


图 2-25 外场增强导轨炮类型及其电流

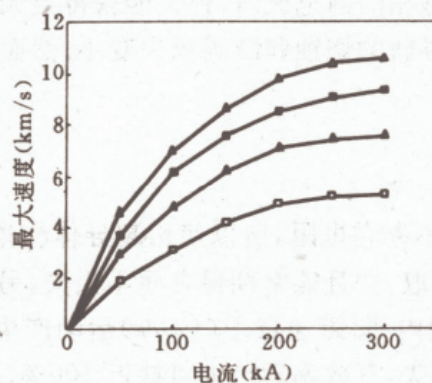
(a)纯变压器型;(b)储能变压器型;(c)XRAM 炮;(d)双馈电型。

纯变压器型较常使用。

在外场增强的导轨炮中,作用在电枢上的加速力可使用式(2-167)和(2-13)联立求得:

$$F_y = \frac{1}{2} [L'_{r1} + 2(i_2/i_1)M'_{12} + 2(i_3/i_1)M'_{13}] i_1^2 \quad (2-188)$$

图 2-26 给出外场增强导轨炮峰值电流与弹丸速度关系,与简单导轨炮串联增强炮比较,它在这方面具有良好的性能。

图 2-26 最大弹丸速度与峰值电流关系^[13]

□——简单导轨炮;▲——串联增强炮;■——脉冲外场增强;△——稳态外场增强。

2.5.1 常规导体增强

用常规导体线圈增强的导轨炮如图 2-25(d) 所示。导轨由电源 G_2 供电, 增强线圈是常规导体, 由电源 G_1 供电。为讨论方便, 假设导轨电流 I_r 为恒流, 增强线圈电流 I_A 亦为恒流。这样做对结论无重大影响。

储存在磁场中的能量

$$W_m = \int dW_m = \frac{1}{2} I_r^2 \int_0^{L_{rf}} dL_r + I_r I_A \int_0^{M_{Arf}} dM_{Ar} = \frac{1}{2} I_r^2 L_{rf} + I_r I_A M_{Arf} \quad (2-189)$$

式中 L_{rf} ——电枢到达炮口时导轨电路的自感,

$$L_{rf} = L_r l_g;$$

M_{Arf} ——电枢到达炮口时增强线圈与导轨间的互感, $M_{Arf} = M'_{Ar} l_g$ 。

另外, 导轨电源和增强线圈的电源必须提供磁场能量和弹丸动能。在上述结构情况下, 导轨电路和增强线圈贡献的微分磁通

$$d\phi = I_r dL_r + I_r dM_{Ar} + I_A dM_{Ar} \quad (2-190)$$

由此, 两电源提供的能量

$$W_0 = I_r^2 L_{rf} + 2I_r I_A M_{Arf} \quad (2-191)$$

弹丸的机械能(主要为动能, 另含摩擦、阻力损失)

$$W_M = W_0 - W_m = \frac{1}{2} I_r^2 L_{rf} + I_r I_A - M_{Arf} \approx W_k \quad (2-192)$$

为了进行比较, 假设 $I_r = I_A$, 并且使用互感和耦合系数 $k (\leq 1)$ 的表达式 $M_{Arf} = k(L_{rf} L_A)^{1/2}$, 则式(2-191)变为:

$$W_0 = I_r^2 L_{rf} (1 + 2k \sqrt{L_A / L_{rf}}) \quad (2-193)$$

由式(2-192)获得的机械能

$$W_M = \frac{1}{2} I_r^2 (1 + 2k \sqrt{L_A / L_{rf}}) L_{rf} \approx W_k \quad (2-194)$$

从式(2-189)至(2-194)可见, 在弹丸发射后, 一个和 W_k 相等的磁能储存在磁场中, 然后将以焦耳热的形式损失掉。因此, 如果使用恒流并不计其它能量损失, 常规导体线圈外场增强导轨炮的效率并没有提高, 和理想的简单导轨炮一样, 也是 50%。但它的好处在于, 当导轨电源输出和简单炮相同的电流时, 弹丸能获得更大的动能。或者说, 为达到同样加速力导轨电流可减小, 使导轨的烧蚀和欧姆损失变小。然而, 增强线圈的欧姆损失很大, 导致系统的总效率降低。

2.5.2 超导体增强

众所周知, 由于超导体不存在电阻, 所以使用超导体作增强线圈时, 它的电感磁能可以在弹丸发射之前从电源提取, 并且能常期保存而不损失。另外, 在弹丸发射以后, 电感储存的剩留磁能仍保留在线圈内, 除磁通量子(fluxon)运动产生的极少量损失外^[16], 所储存在超导线圈内的磁能别无损失, 其效率理论上可接近 100%。

外场超导增强导轨炮的概念是使用了超导线圈能俘获磁通的原理。把法拉第定律用于长为 l 的闭合超导线圈, 能推导出这个原理, 即

$$\oint E \cdot dl = - \frac{d\Phi}{dt} + RI = 0 \text{ (超导线圈)} \quad (2-195)$$

式中 E ——感应电场强度；

Φ ——穿过线圈包围面积的磁通。

此式仅对超导体成立，因为超导体的电阻 R 是零。

一、恒流情况

使用原理表达式(2-195)，可以分析图 2-27 所示的超导增强导轨炮系统。开始，超导线圈的初始电流为 I_{Aso} ，储存在线圈自感 L_{As} 中的磁能显然是 $I_{Aso}^2 L_{As} / 2$ 。

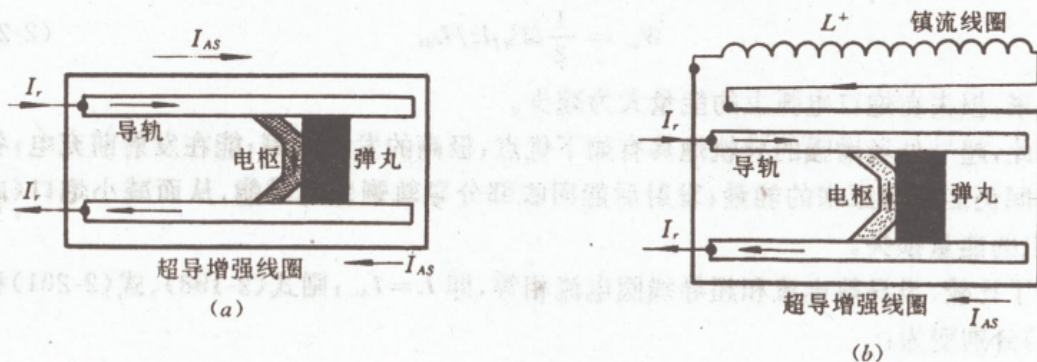


图 2-27 超导外场增强原理

(a)一般型；(b)带镇流线圈型^[17]

当导轨以恒流 I_r 发射弹丸时，磁场内的能量按下式变化：

$$dW_m = \frac{1}{2} I_r^2 dL_r + I_r I_{As} dM_{Ar} + I_r M_{Ar} dI_{As} + L_{As} I_{As} dI_{As} \quad (2-196)$$

式中超导线圈电流 I_{As} 随导轨电流 I_r 、超导线圈自感 L_{As} 和互感 M_{Ar} 而变化；而 $M_{Ar} = M'_{Ar} x$ 。为了计算超导电流变化，调用零电阻的超导性质，即式(2-195)。穿过超导线圈的磁能 Φ 是常量并具有微分形式：

$$d\Phi = L_{As} dI_{As} + I_r dM_{Ar} = 0 \quad (2-197)$$

以上假设了发射期间来自电源的电流是常量和超导线圈自感也是常量。

把式(2-197)代入(2-196)然后积分，忽略积分常数 $L_{As} I_{Aso}^2 / 2$ 和对能源所要求的能量（因为它能被线圈回收），得到磁场的能量

$$\begin{aligned} W_m &= \frac{1}{2} I_r^2 \int_0^{L_{rf}} dL_r - (I_r^2 \int_0^{M_{Arf}} M_{Ar} dM_{Ar}) / L_{As} \\ &= \frac{1}{2} I_r^2 L_{rf} - \frac{1}{2} M_{Arf}^2 I_r^2 / L_{As} \end{aligned} \quad (2-198)$$

此式的第一项等于储存在简单导轨炮中的磁能，第二项相当于超导线圈磁能的一个减少。

由式(2-197)得到对能源要求的微分能量

$$dW_0 = I_r^2 dL_r + I_{As} I_r dM_{Ar} - M_{Ar} I_r^2 dM_{Ar} / L_{As} \quad (2-199)$$

为得到超导电流 I_{As} 作为 I_r 、 L_{As} 和 M_{Ar} 的函数表达式，对式(2-197)恒流 I_r 表达式进行积分，得

$$I_{As} = I_{Aso} - I_r M_{Arf} / L_{As} \quad (2-200)$$

使用式(2-197)、(2-200)和(2-199)，得到发射结束($M_{Arf} = M'_{Ar} l_g$)时对电源要求的能量

$$W_0 = L_{rf} I_r^2 + M_{Arf} I_r I_{Aso} - M_{Arf}^2 I_r^2 / L_{As} \quad (2-201)$$

忽略其它能量损失,则机械能

$$W_M = W_0 - W_m = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 + M_{Arf} I_r I_{Ao} - \frac{1}{2} M_{Arf}^2 I_r^2 / L_{As} = W_t \quad (2-202)$$

虽然这种计算是针对弹丸离开导轨那一瞬间进行的,但也看到超导线圈将从简单导轨炮剩留磁场中回收能量,以使自己恢复到再发射的条件。正是由于这个理由,一般不把常数项 $L_{As} I_{Ao}^2 / 2$ 包含在式(2-198)和(2-201)中。超导线圈回收的能量 W_m 恰好是方程(2-198)的第二项(忽略磁通量子运动损失):

$$W_m = \frac{1}{2} M_{Arf}^2 I_r^2 / L_{As} \quad (2-203)$$

这样一来,损失在炮口电弧上的能量大为减少。

因此,超导外场增强的导轨炮具有如下优点:极高的发射效率;能在发射前充电;各次发射之间仍能保持原来的能量;发射后能回收部分导轨剩留的磁能,从而减小炮口(或消弧器)上的能量损失。

为了比较,设导轨电流和超导线圈电流相等,即 $I_r = I_{Ao}$,则式(2-198)、式(2-201)和式(2-202)分别变为:

$$W_m = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 (1 - k) \quad (2-204)$$

$$W_0 = I_{rf} I_r^2 (1 - k^2) + k I_r I_{Ao} \sqrt{L_{rf} L_{As}} = L_{rf} I_r^2 (1 - k^2 + k \sqrt{L_{As} / L_{rf}}) \quad (2-205)$$

$$W_M = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 (1 - k^2) + 2k I_r I_{Ao} \sqrt{L_{rf} L_{As}} = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 (1 - k^2 + 2k \sqrt{L_{As} / L_{rf}}) \quad (2-206)$$

定义超导外场增强导轨炮的理想发射效率

$$\eta_{As} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{W_M}{W_0} = \frac{1}{2} \left[\frac{(1 - k^2) + 2k \sqrt{L_{As} / L_{rf}} (I_{Ao} / I_r)}{(1 - k^2) + k \sqrt{L_{As} / L_{rf}} (I_{Ao} / I_r)} \right] \quad (2-207)$$

对于 $L_{As} = L_{rf}$ 和 $I_{Ao} = I_r$ 情况, η_{As} 与耦合系数 k 的关系如图 2-28 所示。可见,取 $k=0.5$ (这是极易做到的), $\eta_{As}=70\%$; 而理想简单导轨炮的最高效率不会超过 50% 。

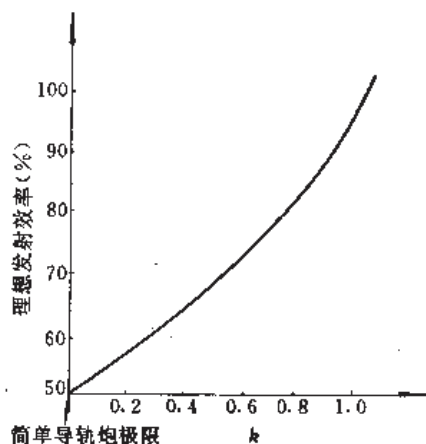


图 2-28 效率 η_{As} 与耦合系数 k 间关系

到目前为止,仅讨论了不计电阻和摩擦影响的理想系统。现在分析有摩擦和电阻损失的非理想系统。因为这里磁场能量仅是恒定电流和电路电感的函数,所以磁能 W_m 仅是系统几何结构的函数。在非理想情况,能量损失项必须作为机械能的一部分包括在总机械能 W_m 中:

$$W_m = \frac{1}{2} m_p v_p^2 + \frac{I_r^2 R_r t_a}{2} + W_{fa} \quad (2-208)$$

式中 $R_r/2$ ——室温导轨平均总电阻;

W_{fa} ——与摩擦、发热等有关的能量损失。

显然式(2-208)右侧项分别表示弹丸动能(W_k)、室温电阻引起的欧姆损失和摩擦等其它有关能量损失(W_{fa})。解析地表示 W_{fa} 比较困难,但可以认为 W_{fa} 以炮的导轨发热为主,并假定 W_{fa} 也随 I_r^2 变化,且与简单导轨炮的能量损失 W_{fs} 有关。而

$$W_{fs} = \frac{1}{2} L_r I_r^2 (1 - 2\alpha) - \frac{I_r^2 R_r t_a}{2} \quad (2-209)$$

式中 $\alpha \triangleq (mv_p^2/2)/W_0$ 。

考虑到超导增强系统与导轨有良好的磁耦合,不耗散磁场能量。使超导增强导轨炮和简单导轨炮弹丸具有相等的动能,由摩擦等产生的损失亦相等。在此条件下,可以假设 $W_{fa} = W_{fs} I_r^2 / I^2$, 即 W_{fa} 与两种炮的电流比 I_r/I 有关。再使用式(2-206)和(2-209),得到非理想情况下的弹丸动能

$$W_k = \frac{1}{2} m_p v_{pf}^2 = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 (2\alpha - k^2) + k I_r I_{Ao} \sqrt{L_{rf}/L_{Ao}} \quad (2-210)$$

显然式中右边第一项起支配作用。

虽然超导外场增强导轨炮的理论效率很高,但由于存在 W_{fa} 项,实际效率也只能稍大于 50%。

在超导增强导轨炮中,增强线圈是一个具有持久电流的闭合回环。超导电流将被导轨电流磁场引起下降。为了减少这种原因引起的超导失超的可能性,应当使用如图 2-27(b) 所示的带“镇流”线圈的平衡电路。镇流型超导增强导轨炮使用一个与增强线圈串联的附加超导线圈,它与增强线圈和导轨均无磁耦合。在这种情况下,镇流的电感线圈不受导轨强磁场的作用。现在超导电路的电感 $L_{As} = L^+ + L_{As}$ (其中 L^+ 是镇流线圈电感)。此外,如果 $L^+ \gg L_{As}$, 则 $L_{As} = L^+ + L_{As} \gg L_{As}$ 。此时对于镇流超导增强的导轨炮,有^[17]

$$W_m = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 \quad (2-211)$$

$$W_0 = L_{rf} I_r^2 + L_{rf} I_{Ao} I_r \frac{M_{Arf}}{L_{rf}} = L_{rf} I_r^2 \left[1 + \frac{I_{Ao}}{I_r} k \sqrt{\frac{L_{As}}{L_{rf}}} \right] \quad (2-212)$$

$$W_k = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 + L_{rf} I_r I_{Ao} \frac{M_{Arf}}{L_{rf}} = \frac{1}{2} L_{rf} I_r^2 \left[1 + \frac{2 I_{Ao}}{I_r} k \sqrt{\frac{L_{As}}{L_{rf}}} \right] \quad (2-213)$$

此时,超导电流 $I_{As} \approx I_{Ao} = \text{常量}$ (而无镇流线圈时 $I_{As} = I_{Ao} = I_r M_{Arf}/L_{As}$)。这样,出现在一般超导增强炮中的超导电流倾斜,在有镇流线圈条件下却大为减小。

为了比较,使用 14MJ 的弹丸动能。用以上公式对简单炮、超导外场增强炮和镇流超导外场增强炮进行分析计算,其结果如表 2-3 所示。

表 2-3 三种炮的理论分析结果^[17]

炮 种	I_r (MA)	I_{Ao} (MA)	$\frac{1}{2}m_r v_r^2$ (MJ)	$I_r^2 R_r t_r / 2 + W_{JA}$ (MJ)	W_m (MJ)	W_0 (MJ)	实效率 (%)	备 注
简单导轨炮	3.9		14	14	28	56	25	条件: $I_r = \text{常量}$; $L_{rf} = 3.6 \times 10^{-6} \text{H}$; $R_r = 2.4 \times 10^{-4} \Omega$; $t_r = 4 \times 10^{-3} \text{s}$; $k = 0.9$; $L_{As} = 10 L_{rf}$; $I_r = 5 I_{Ao}$
超导增强炮	3.1	0.61	14	8.5	3.2	25.7	54	
镇流超导增强炮	2.2	0.44	14	4.2	8.6	26.8	52	

这些计算结果表明:超导外场增强导轨炮的实际效率将是简单导轨炮的 2 倍多,而镇流超导增强的方案是最好的。这是因为:(1)达到同样弹丸动能所需的电流仅为一般超导增强炮的 70%,为简单导轨炮的 56%,因此散热和冷却要求低;(2)若使用同样规模和效率的电源,镇流超导增强炮比一般超导增强炮有更高的磁场能量。

二、变流情况

以上为了定性分析,假定在恒流条件下工作。实际上多半工作在可变电流条件下。为了简单和便于脉冲形成,现以电感为 L_{es} 的常规储能电感器作导轨电源,并忽略储能电感器和导轨的电阻。由于电感器对导轨串联放电,并考虑 $d/dt = (d/dx)(dx/dt)$,则电感器-导轨电路系统有

$$L_{es} \frac{di_r}{dx} + \frac{d}{dx}(x i_r L'_r) + \frac{d}{dx}(x i_{As} M'_{Ar}) = 0 \quad (2-214)$$

而超导增强线圈电路有

$$\frac{d\Phi_{As}}{dx} = L_{As} \frac{di_{As}}{dx} + \frac{d}{dx}(x M'_{Ar} i_r) = 0 \quad (2-215)$$

式中 Φ_{As} ——超导线圈磁通。

对式(2-215)直接积分,并使用 $i_{As}(0) = I_{Ao}$ 的初始条件,得超导增强线圈电流

$$i_{As} = I_{Ao} - \frac{x i_r M'_{Ar}}{L_{As}} \quad (2-216)$$

把式(2-216)代入式(2-214),得到

$$\left[1 + x \frac{L'_r}{L_{es}} - x^2 \frac{(M'_{Ar})^2}{L_{es} L_{As}}\right] \frac{di_r}{dx} + \left(\frac{L'_r}{L_{es}} - x^2 \frac{M'_{As}}{L_{es} L_{As}}\right) i_r = - \frac{I_{Ao} M'_{As} x}{L_{es}} \quad (2-217)$$

使用初始条件 $i_r(0) = I_{ro}$, 方程(2-217)的解析解是

$$i_r = \frac{I_{ro} - I_{Ao} x (M'_{Ar}/L_{es})}{1 + x(L'_r/L_{es}) - x^2 (M'_{Ar})^2 / (L_{es} L_{As})} \quad (2-218)$$

式中 I_{ro} —— L_{es} 向导轨放电时刻的初始电流。

把式(2-218)代入式(2-216),便可得到超导电流作为弹丸位置的函数关系,即超导电流随弹丸运动位置而变化。

电感储能器-导轨系统的总磁能

$$W_{ms} = \frac{1}{2} L_{es} i_r^2 + \frac{1}{2} x L'_r i_r^2 + \frac{1}{2} L_{As} i_{As}^2 + x i_r i_{As} M'_{Ar} \quad (2-219)$$

使用式(2-216)消去式(2-219)中的 i_{As} , 得

$$W_{ms} = \frac{1}{2} L_{es} i_r^2 + \frac{1}{2} x L'_r i_r^2 + \frac{1}{2} L_{As} I_{Ao}^2 - \frac{1}{2} \frac{(x i_r M'_{Ar})^2}{L_{As}} \quad (2-220)$$

此方程的第三项表示超导增强线圈的初始磁能,因为它是一个常量,故它对加速力无贡献。用式(2-218)代替式(2-220)中的 i_r , 然后微分, 就得到超导外场增强和导轨变电流的炮作用于弹丸上的加速力

$$F_p = - \frac{dW_{\text{ext}}}{dx} = \frac{1}{2} L_r i_r^2 + i_r I_{As0} M'_{Ar} - x i_r^2 \frac{(M'_{Ar})^2}{L_{Ar}} \quad (2-221)$$

这个用总磁能对 x 求导得到的结果与用式(2-202)动能对 x 求导获得的结果相同, 说明用导轨恒流导出的力与用变流推导出的力相吻合; 但是用恒流推导出的能量表达式相当于力的积分, 必须对其修正方能适合可变电流量情况。然而, 用恒流导出的有关效率的结论, 对可变导轨电流情况也适用。

总之, 外场增强导轨炮可减轻导轨电流负担, 使电源、开关变得相对简单。但用常规导体作增强线圈时, 欧姆损失增大, 效率变低, 其优越性被抵消。使用超导体作增强线圈最有吸引力, 特别对 3km/s 和 3kg 以上的炮口动能穿甲应用。超导增强的高效率是最大优点; 然而需要致冷并且结构复杂, 此外尚须考虑在时间无关的超导磁场内超导线圈的“锻炼(training)”效应^[16]。

2.6 炮口分流的导轨炮

前两节叙述的增强方法, 其目的之一是为减少电枢电流和因此使等离子体电枢上的功率降低。但是, 就串联增强而言, 由于引入附加导体, 带来了机械和电方面的复杂性; 同时增加了欧姆损失, 甚致使效率低于简单导轨炮; 加之横向力的限制, 串联导轨的匝数最多是 2 或 3 匝, 不能再多。为了保持串联增强的优点和克服其缺点, 人们提出类似串联增强的方法——炮口分流增强。

炮口分流增强导轨炮, 是在简单导轨炮的炮口两导轨上跨接一分流器而成。分流器可以是直接的短路导体, 也可以是阻抗元件, 如图 2-29 所示。这样, 电枢电流前后的磁场均可用来加速电枢(和弹丸)。

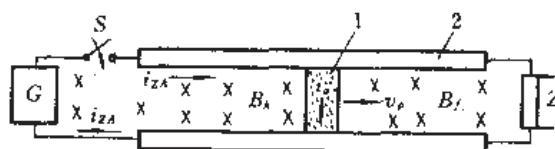


图 2-29 炮口分流增强导轨炮原理

1—电枢; 2—导轨。

由于炮口分流导轨炮是由串联增强炮演进而来, 因此它们的性质有许多相同之处, 故在以下分析中常与平面串联增强炮比较进行。如果仅研究内部磁场和电流, 显然图 2-29 与图 2-18(a) 的几何结构是等值的。

首先简单回顾平面串联增强导轨炮, 为了分析目的, 把它看作导轨无电阻的理想情况, 且导轨与增强匝间有紧密的磁耦合。在这种近似情况下, 每对导体具有相同的电感梯度 L_r , 则电枢前和后的膛内的磁感应强度分别为:

$$B_k = nL_r i_a / l_a \quad (2-222)$$

$$B_f = (n-1)L_r i_a / l_a \quad (2-223)$$

式中 l_a ——电枢长度,对于方口径炮, $l_a = h$;

i_a ——电枢电流瞬时值;

n ——串联增强炮的总匝数。

作用在电枢上的加速力 F_a (或 F_f) 等于 $i_a l_a$ 和电枢处平均磁场 $(B_k + B_f)/2$ 三者之积,即

$$F_a = i_a l_a (B_k + B_f)/2 = \frac{1}{2} (2n-1) L_r i_a^2 \quad (2-224)$$

现在讨论炮口分流增强情况。电枢前后的磁场分别为^[18]:

$$B_k = L_r i_{ZA} / l_a \quad (2-225)$$

$$B_f = \lambda_{az} L_r i_{ZA} / l_a \quad (2-226)$$

式中 λ_{az} ——炮口分流器分得电流的百分率;

i_{ZA} ——向炮输入的瞬时电流。

因为现在电枢电流 $i_a \neq i_{ZA}$, i_{ZA} 的一部分被炮口分流器所分流去, $i_a = (1 - \lambda_{az}) i_{ZA}$, 所以作用在电枢上的力

$$F_a = \frac{1}{2} (1 - \lambda_{az})^2 i_{ZA}^2 L_r \quad (2-227)$$

当作以下代换时, 方程(2-222)至(2-224)与方程(2-225)至(2-227)形式上是相等的。这些代换是:

$$i_a = i/n \quad (2-228)$$

$$n = 1/(1 - \lambda_{az}) \quad (2-229)$$

式中, 电流 i 是简单导轨炮的输入电流。形式上的等值也反映在电枢电流上。将式(2-228)和式(2-229)代入到炮口分流炮的电枢电流表达式中, 得

$$i_a = (1 - \lambda_{az}) i_{ZA} = i/n \quad (2-230)$$

这种等值的实际意义是: 炮口分流增强导轨炮和串联增强导轨炮一样, 能使电枢电流和电枢功率损失减小。

分析还表明了两个重大的差别。第一个表现在方程(2-228)中, 即串联增强导轨炮起一个变压器的作用, 把所需的电源电流降低到原来的 $1/(2n-1)^{1/2}$ 和增大所需电源电压 $(2n-1)^{1/2}$ 倍; 相反, 炮口分流增强炮对电源的要求与简单导轨炮的相同。第二个差别在于参量 n 和 λ_{az} 的性质, 方程(2-229)仅对 λ_{az} 的分立值 $(1/2, 2/3, \dots)$ 成立, 由此方能出现 n 的整数倍; 而炮口分流炮可使用 $0 \sim 1$ 的任何 λ_{az} 值工作, 允许使用中间连续量。

在炮口分流炮和串联增强炮间还存在其它一些不太明显的差别, 现对比地表示在表 2-4。

表 2-4 炮口分流炮和串联增强炮比较^①

参 量	炮口分流系数	串联增强系数
加速力	1	1
电枢电流	$\sqrt{1 - \lambda_{az}} / \sqrt{1 + \lambda_{az}}$	$(2n-1)^{-1/2}$
导轨间电压	$(1 - \lambda_{az})^{-1/2}$	$n/(2n-1)^{1/2}$

(续)

参 量	炮口分流系数	串联增强系数
初始储能时电枢前横向力	$\lambda_{az}/(1-\lambda_{az}^2)$	$\frac{(n-1)^2}{(2n-1)}$
最后储能时电枢后横向力	$(1-\lambda_{az}^2)^{-1}$	$\frac{n^2}{(2n-1)}$
输入电流	$(1-\lambda_{az}^2)^{-\frac{1}{2}}$	$(2n-1)^{-\frac{1}{2}}$
后膛电压	$(1-\lambda_{az}^2)^{-\frac{1}{2}}$	$(2n-1)^{\frac{1}{2}}$
输入功率	$(1-\lambda_{az}^2)^{-1}$	1

①用此系数乘简单炮的相应参量值,便得此处两种炮的相应参量值。

为了在炮口分流炮和串联增强炮间进行有意义的比较,必须固定一特征参量,在表 2-4 中固定了驱动力 F_0 。例如在此驱动力时,电流换算关系是 $i_0 = i/(2n-1)^{\frac{1}{2}}$ (串联增强) 和 $i_{za} = i/(1-\lambda_{az}^2)^{\frac{1}{2}}$ (炮口分流),其中 i 是简单导轨炮($n=1$ 或 $\lambda_{az}=0$)的电流。总之,表中仅给出系数,用此系数乘简单导轨炮的相应参量表达式便可得到两种炮的该项结果。例如,简单炮的后膛电压的表达式为 $L_r i v_r$,则 $(1-\lambda_{az}^2)^{-\frac{1}{2}} L_r i v_r$ 便是分流炮的后膛电压;对简单导轨炮的输入功率($L_r i^2 v_r$)亦可同法泡制。

表 2-4 中的前 5 行,正如前述,在形式上是等值的;后 3 行不是等值的,在两种炮间表现出真实的差别。输入电流表达式相差一因子 n ,这是由于变压器作用的结果。对于串联增强炮,后膛电压随电流减小反比例地增加,以致它们的积(输入功率)是常量,使其输入功率与简单炮相等。而炮口分流增强炮不是这种情况,它的输入电流随 λ_{az} 增大而增加(以保持加速力恒定),后膛电压亦增加;为了传给弹丸以不变的功率,结果输入功率增加,从而减小了效率。

关于低效率原因,通过比较图 2-29 和图 2-18(a)便可了解清楚。在串联增强中,电枢前面的磁通被导轨间的连接导体所俘获,并当电枢朝前运动时,强迫其返回后膛区域,与这些磁通相关联的能量一点也没损失。在炮口分流炮中情况相反,电枢前面的磁通随电枢的向前推进而减少,这些磁通不能返回后膛区,必须被消耗掉,所引起的能量损失则由炮尾电源增加功率来补充。

炮口分流增强的较低效率限制了这种炮的直接实际使用。如在 $\lambda_{az}=0.5$ (相应于 $n=2$) 时,所要求的功率比简单导轨炮大 33%;在 $\lambda_{az}=0.67$ (相应 $n=3$) 时,所需的功率比简单炮大 80%。如果一些剩留在电感中的磁能不能被回收,炮口分流的增强方法将没有吸引力。使用下面一些方法可以改善 λ_{az} ,从而能适当地提高效率。

对于一个实用的炮口分流炮来说,应当具备三个要素:备有分流电路、建立分流电流的手段和在弹丸加速期间控制 λ_{az} 值。分流电路是异常简单的,许多导轨炮在炮口上已经使用的缓冲电阻器便是分流电路。建立和控制分流的方法稍有困难,为了说明某些有潜力的方法,应当考虑一个说明性的方案和计算几种有希望的炮口分流增强结构的性能,现以帕克(Parker)^[18]提出的方案和计算结果予以说明。

主电源使用电容器组 C_B 和储能电感器 L_B 。在分流器上建立电流的最简单方法是利

用电枢电压在炮口电路内引起电流,图 2-30 是对于这种情况所计算的电流波形,此时使用的分流器元件参量是 $R_s = 0.1\text{m}\Omega$ 、 $L_s = 0.1\mu\text{H}$ 、 $C_s = 1000\text{F}$ (提出如此大的值为的是不影响计算)。如此小的 L_s 和 R_s 值能有效地短路炮口。从图 2-30 中直接引出两个问题:第一个是分流器电流连续增加,以致 λ_{az} 值从零变化到大于 1;第二个是短路的炮口能把磁通俘获于炮口电路内,以致分流电流随弹丸接近炮口而指数地上升。当分流电流变至等于输入电流时,驱动力下降至零(因为 $I_s \approx 0$),将使效率变低。

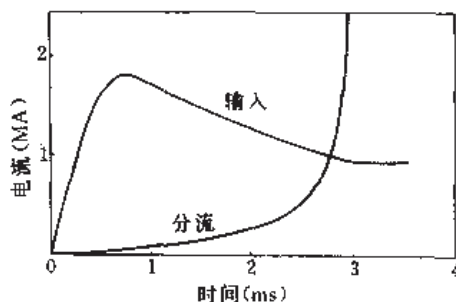


图 2-30 分流器被电枢电压充电时的波形

建立分流电流的一个有效方法是:在弹丸进入导轨炮之前把电源(电容器组)接通到储能电感器,而储能电感器与导轨炮电感串联,在输入电流上升的某一时刻使弹丸到达导轨,低电阻的电枢变成维持电容器电流的主要路径和使分流器电流维持近常量。在以后的时间,电流的增加引起分流电流的快速增长(如果分流电阻较小),但必须用改变电枢电流和 λ_{az} 值控制分流电流的增长速度和形状。

若在分流电路内引入附加电阻便可控制分流电流的增长速度,如图 2-31(a)所示。电

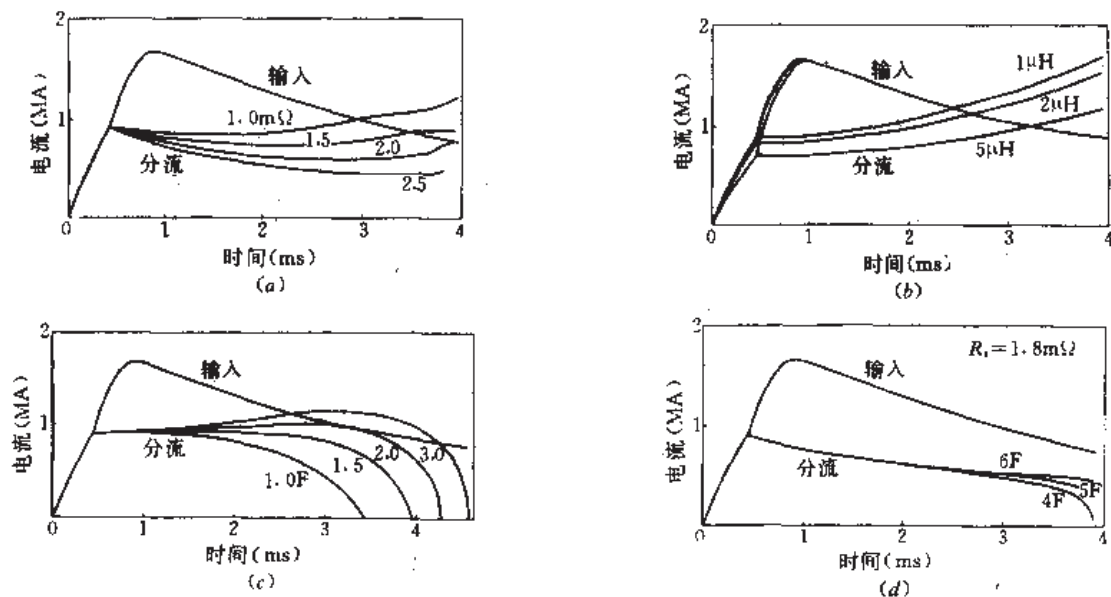


图 2-31 分流电路附加元件对电流波形的改变

(a)使用分流电阻;(b)使用分流电感;(c)使用分流电容;(d)电阻和电容串联使用。

流放大也可用分流电路内的电感器来控制,如图 2-31(b)所示。图 2-31(c)表示用不同值的串联分流电容计算的电流波形,电容的影响取决于电荷而不是电流,并且在较后面的时间影响强烈。如果将电阻和电容联合使用以相互补充改进波形,将给出更优良的电波流形控制,如图 2-31(d)所示。

利用主电容器组作初级电源建立分流电流有严重的缺点。当主电容器放电而炮内无弹丸时,后膛电压将由导轨电感与总电路电感之比来决定。在典型实例中,这个电压达到 12.3kV,这就要求炮膛应能承受住较高的电压。

一个改进的炮口分流电路如图 2-32 所示。它使得分流器电流的建立与主电容器组无关。在这种电路结构中,炮口电容器 C_M 被充电到导轨炮的许用电压,并且在弹丸进入导轨炮前通过开关 S_2 和二极管 D 放电。当弹丸进入导轨炮时,开关 S_1 和 S_3 闭合,然后电路像前述那样工作。



图 2-32 炮口分流电路的改进

对于某些方案,为了控制分流电流的波形而使用电容器再充电。在这种情况下,炮口电容器不应当是一般电解质的,因为在工作期间电位将改变极性。

一般的炮口分流炮,其分流电阻为毫欧级,所需的输入能量比简单导轨炮($R_s = \infty$)多约 54%,但所得到的好处是电枢功率损失小,对炮管壁烧蚀程度大为减轻。峰值电枢功率损失比简单导轨炮至少小 50%。当使用性能良好的陶瓷绝缘子材料于导轨炮时,这种功率损失的减少对壁烧蚀程度的减轻是惊人的。

炮口分流增强导轨炮的加速力和效率可以通过修正波形和分流系数 λ_{az} 来达到最大值。若把先进的陶瓷绝缘子引入导轨炮,在克服现代等离子体电枢导轨炮的 6km/s 性能极限方面,炮口分流增强技术是很有效的。

2.7 多轨导轨炮

目前,导轨炮正朝着高能量和连续多次发射的方向发展。这就要求在设计上必须注意两个相关的问题。一是容纳导轨的紧固结构(炮管)应能承受强大的向外的电磁扩张力,但结构不应太庞大和笨重;二是在发射期间导轨的热损坏应最小,以增长炮的寿命。然而这两个问题均与电流及其分布有关。电流强度受导轨的极限电流密度限制,即和导轨材料、几何形状有关;此外,电感梯度也与导轨几何结构有关。显然,使用多个导轨同时发射弹丸是有益的。因此多轨导轨炮的研究重点应放在:分析导轨几何结构、数量、炮膛几何形状以及它们对电流分布、电感梯度的影响等。

多轨导轨炮的概念首先由贝诺(Beno)提出。所谓多轨导轨炮是使用多于两条的导轨

发射同一弹丸的导轨炮。初步研究表明,四导轨炮比双导轨的简单炮有更好的性能;多于四导轨的炮原理上成立,但其性能未必好。故本节仅讨论几类四导轨炮(有时与双轨简单炮比较),从中认识多轨导轨炮的工作原理、性能和优点。

2.7.1 圆口径四轨炮

圆口径四轨炮(图 2-33)使用了四条等距离、轴对称平行排列的导轨,导轨交错地连接在电源 C 的阴极和阳极上,由开关 S 控制通或断电路。相对的导轨具有同极性。相邻导轨间由绝缘体隔离,它们围绕对称轴形成炮管。开始,弹丸置于后膛,弹丸后放置一导电(如铝)的金属箔作为等离子体电枢。开关闭合后来自电源的放电电流通过导轨,导轨间的金属箔被电流加热汽化和电离形成等离子体电枢。放在电枢前面的弹丸被等离子体流的静态和动态压力所加速。

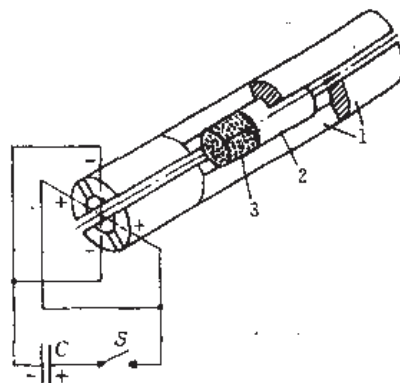


图 2-33 四轨炮工作原理

1—导轨;2—弹丸;3—等离子体电枢。

由于采用了四导轨,作用在每导轨上的排斥力比简单导轨炮的小得多。在简单导轨炮中,由于只有双轨,作用在导轨上的向外排斥力总在一个平面上。在多轨炮中,平行导轨间的力取决于通过这些导轨的电流大小和方向。同方向电流产生吸引力,否则产生排斥力。四轨炮的两相对导轨电流同向,产生吸引力,相邻导轨互相排斥,结果排斥力被部分地抵消掉,这是因为多轨炮的结构对称,每导轨所受的排斥力的合力方向与吸引力方向相反。所以多轨炮的一个重要优点是作用于导轨的径向排斥力非常小。

实验^[19]指出,四轨炮的初速度比同样条件的简单炮高 15%,因此效率也比简单炮的高,且导轨烧蚀程度变得很轻微。为了认识这些特点,伊根伯格(S. Igenbergs)^[19]用相同内径炮膛和相同外径炮管的四轨炮和双轨炮,对它们导轨的径向力和弹丸的轴向力进行了理论分析。首先给出普适的作用在两平行导轨上的力

$$F_r = \mu \frac{I_1 I_2}{4\pi} \left[\sqrt{(l_g / S_{12})^2 + 1} - 1 \right] \quad (2-231)$$

式中 S_{12} ——两相邻平行导轨的间距;

I_1 (和 I_2)——两相邻平行导轨的一导轨电流。

当 $l_g \gg S_{12}$ 时,上式可近似地表示成

$$F_r = \mu \frac{I_1 I_2 l_2}{4\pi S_{12}} \quad (2-232)$$

在常规的双轨结构中,对一导轨的排斥力

$$F_{r_2} = -\mu \frac{I^2 l_2}{4\pi S} \quad (2-233)$$

在四轨炮中,可近似地获得两导轨的排斥力

$$F_{r_4} = -\mu \frac{I^2 l_2}{16\pi S} \quad (2-234)$$

式中 S ——通过同电流 I 的相邻导轨间距。

这就清楚地表明,在导轨电流和间距相等条件下,四轨结构作用在导轨上的排斥力仅是双轨结构的 $1/4$ 。

在四轨结构中,作用在弹丸上的推力

$$F_{r_4} = n_a \mu \frac{I_{a1} I_1}{4\pi} \int_0^{l_{ar}} \left(\sum_{i=1}^{n_a} \frac{\sin \alpha_i}{r_i} \right) dl_{ar} \quad (2-235)$$

式中 n_a ——等离子体电枢的电弧数;

l_{ar} ——等离子体电枢电弧长度;

I_{a1} ——通过一电弧的电流。

角 α_i 和距离 r_i 由参考文献[19]的图 5(b) 给出。显然,加速力达到简单导轨炮的 50%,因此两种炮的两种力的比是^[19]:

$$\frac{F_{r_4}}{F_{r_2}} = 2 \left(\frac{F_{r_2}}{F_{r_2}} \right) \quad (2-236)$$

对于相同的加速力 F_r ,四导轨受的径向力 F_{r_4} 仅是双导轨的一半。

由计算获得的磁场分布如图 2-34 所示。图中与导轨内表面正交的线是等离子体电枢电弧(双轨一条而四轨四条)。

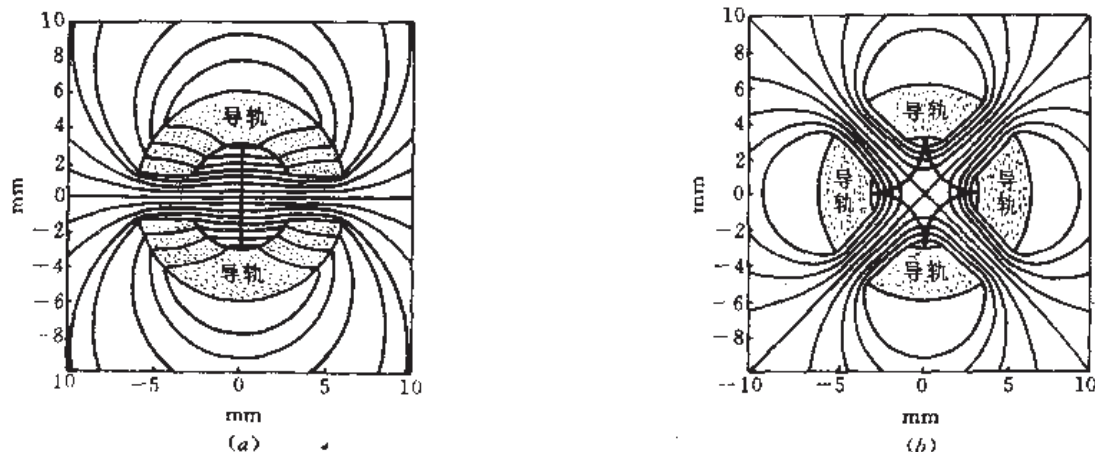


图 2-34 双轨和四轨的磁通线分布

(a) 双轨情况; (b) 四轨情况。

在一般情况下,加速力方程指出,若获得与常规的简单导轨炮同样的加速水平,需要使用的电流应为 $\sqrt{2}I$,即电流增加约 60%。但在参考文献[19]的实验中却发现其它条件(含电流)相同时,四轨炮具有更高的弹丸速度。这一差别有待进一步探讨。

磁场和导轨间电流的相互作用对等离子体电枢不仅施以轴向加速力,而且还施以径向力。这就引起等离子体向炮膛中心集中,这个效应能改进加速效率和减少对绝缘体的烧蚀。

2.7.2 方口径四轨炮

现在介绍方口径四轨炮结构(图 2-35)的计算方法。这种方法原则上也可作为对前面圆口径多轨炮和后面的带保护板多轨炮的分析思路。

若确定导轨炮的加速能力,需要确定电流分布和电感梯度。我们暂不考虑电源,仅研究炮管部分功能。此外,以下均以 400kA/cm 的电流密度与双轨结构进行比较。计算用的尺寸符号已标于图 2-35(a)。还假设导轨沿趋肤深度方向的电流密度均匀而导轨表面电流不均匀。虽然多轨结构的电感梯度可用高频振荡电源进行实测(比计算方便和精确),但在设计阶段必须做适当的精确计算。以下所有的分析先从常规方口径的简单炮开始,以资与多轨比较。

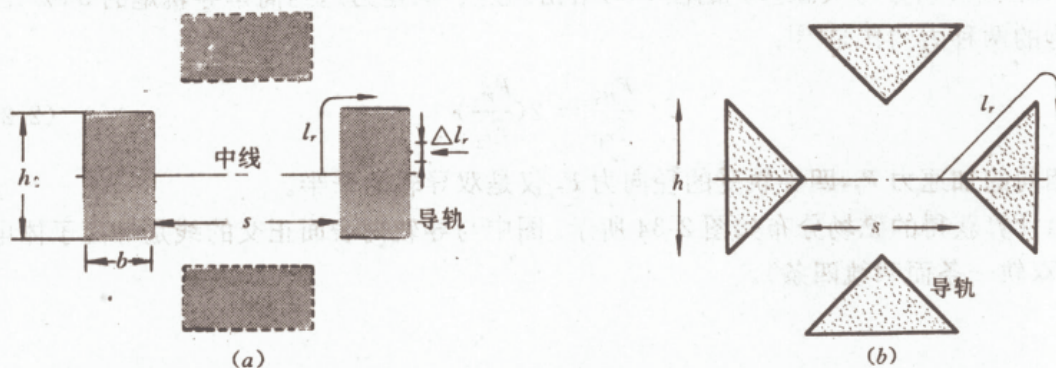


图 2-35 方口径四轨炮横截面
(a)常规方口径;(b)方口径变种—X形口径。

当已知导体电位 φ 时,计算有限电导率的导轨电流分布,是与寻求长平行导体内静电荷分布等效的。对于双导轨炮,“已知”的导轨电位可以是任意大小值(只要两导轨的电位相等和符号相反即可),按静电学理论,它遵从:

$$\varphi = \int \frac{\sigma(l')}{r - r'} dA' \quad (2-237)$$

式中 $\sigma(l')$ ——导轨电荷面密度,是导轨横截面周长 l_r 的函数;

dA ——导轨表面面积元;

r ——计算电位点到电面积元的距离。

在式(2-237)中,为了代数运算的简单性,物理常数已被并入 φ 中;右上角的撇表示电荷坐标;积分在存在静电荷的导轨表面 A 上进行。

对式(2-237)使用力矩法,可以从中解析出 $\sigma(l_r)$ 。虽然这种方法与用狄拉克 δ 函数和

单位脉冲函数方法等效,但它具有直观的优点,并能简单地物理解释方程和理解积分的意义。我们把每个导轨分成两半,再把每半周长分成 N 个 Δl 部分(见图 2-35),每部分表示一窄条电荷(向纸内延伸一单位长度)。现在定义函数 g_n 在 $(\Delta l)_n$ 上的值为 1,在其它 $(\Delta l)_m$ 上的值为零。这样,电荷密度可表示成:^[20]

$$\sigma(l_r) = \sum_{n=1}^N A_n g_n(l_r) \quad (2-238)$$

式中 A_n ——待定的未知数,表示在 $(\Delta l)_n$ 窄条上的电荷(亦电流)密度的大小。

把此式代入式(2-237),得到关于每个 $(\Delta l)_m$ 中心点的电位方程:

$$\varphi = \sum_{n=1}^N b_{mn} A_n \quad (2-239)$$

式中

$$b_{mn} = \int \frac{1}{r_m - r'} dA_n' \quad (2-240)$$

在上面所有表达式中,位置均指电荷部分的中心点。因为导轨电位 φ 已知是常量,所以方程(2-239)是一组线性方程,若已知 b_{mn} 便可求出系数 A_n 。

对式(2-240)的简单物理解释是:因为遍及窄条 $(\Delta l)_n$ 上的是均匀的单位电荷密度,所以 b_{mn} 是窄条 $(\Delta l)_n$ 的中心电位。对于 $m \neq n$, b_{mn} 具有形式:

$$b_{mn} = (\Delta l)_n \ln \left\{ \left[\frac{x_1}{2} + \sqrt{s^2 + \left(\frac{x_1}{2}\right)^2} \right] \left[-\frac{x_1}{2} + \sqrt{s^2 + \left(\frac{x_1}{2}\right)^2} \right] \right\} \quad (2-241)$$

式中 x_1 ——在单位长度内的导轨长度;

s —— m 部分和 n 部分中点间的距离。

对于 $m=n$, b_{nn} 表示在 Δl 宽窄条表面上的电位,

$$b_{nn} = 2 \left[\Delta l \sinh^{-1} \left(\frac{x_1}{\Delta l} \right) + x_1 \sinh^{-1} \left(\frac{\Delta l}{x_1} \right) \right] \quad (2-242)$$

在方程组(2-240)至(2-242)中, b_{mn} 有四个基值在各象限中。由于对称性,利用第一象限的 b_{mn} 值求出第一象限的 A_n 即可。

使用以上的数学模型,采用特定的计算机程序,可计算出双导轨的和四导轨的面电荷密度,并以此求得电感梯度。参考文献[20]用 400kA/cm 的电流密度极限和其它相同的工作条件,计得的归一化结果如图 2-36 和 2-37 所示。

图 2-36(a)和(b)均使用条件:导轨长 3.2cm、导轨厚 1cm、口径 4cm 和拐角半径 1mm;图(c)的不同条件是导轨长 7.5cm 和口径面积 16cm²。横坐标沿 l 箭头方向同图 2-35。电流密度峰值均出现在导轨拐角外,而且最大峰值出现在内拐角。方口径四导轨结构,由于相邻导轨彼此靠近,邻近电流效应异常严重,引起导轨拐角电流密度比双轨的大。而 X 形口径导轨的电流密度分布较方口径四轨结构均匀,炮的性能相对好。

图 2-37 中的尺寸条件同图 2-36。电感梯度 L' 随导轨高 h 增加而减少。 h 对电流和加速力也有明显影响。在方口径结构中,当导轨厚度 t 不变而增大 h 时,面电流增大。当 h 达到口径 s 的 65% 时,邻近效应将变得明显。作用在弹丸上的最大加速力出现在 $h=1.5$ cm 附近,此时电流并未达到最大值,最大加速力仅为双轨结构的 60%。拐角处电流密度过高的缺点,虽然可用增大拐角曲率半径的方法来缓解,但不甚明显,例如拐角曲率半径从 1mm 增到 4.5mm,加速力也只能提高到双轨炮的 70%。可见,虽然用四导轨能减小导轨向外的扩张力,但加速力却减少 30%~40%。若不采取其它措施,矩形截面四导轨方口径

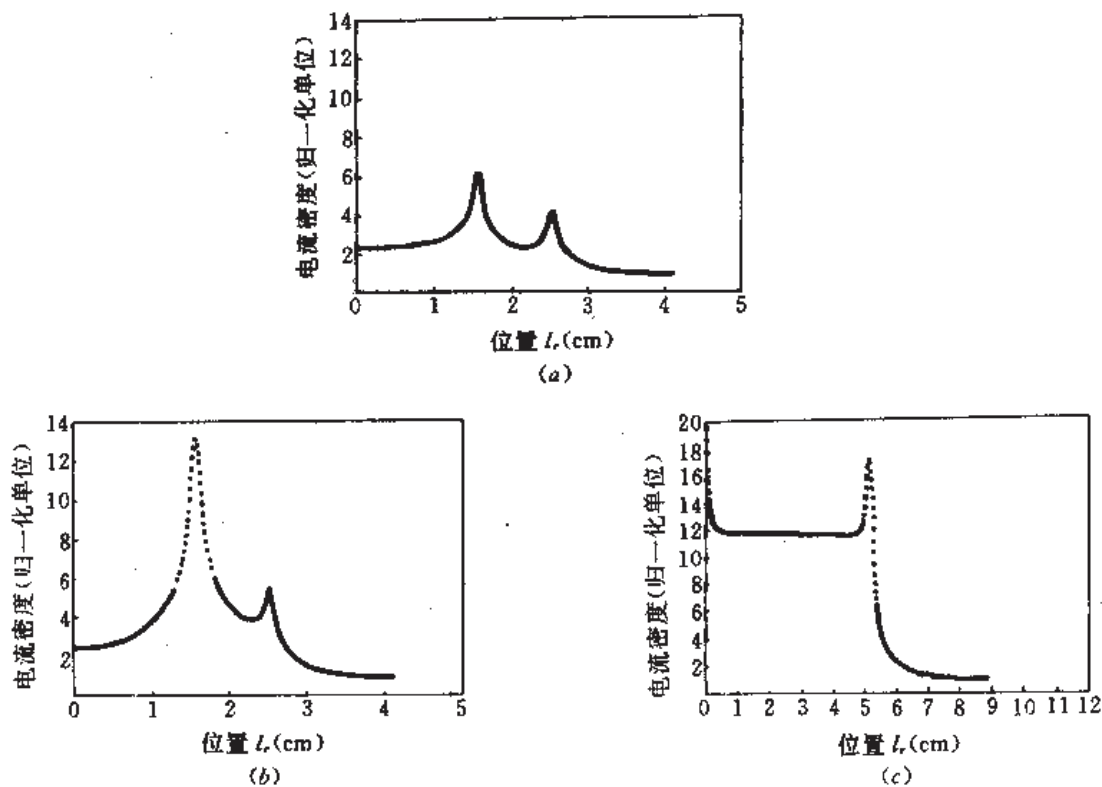


图 2-36 沿导轨周边位置分布的电流密度
 (a)双轨方口径;(b)四轨方口径;(c)四轨X形口径。

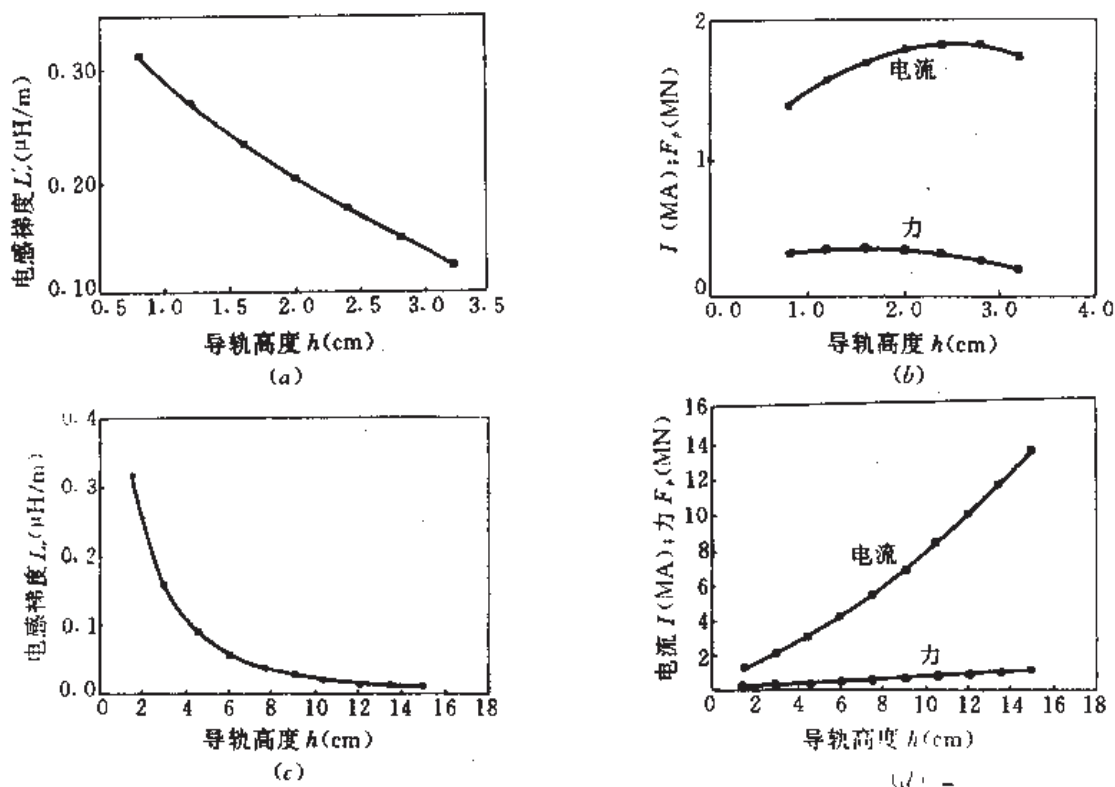


图 2-37 四轨炮的电感梯度、电流和加速力^[20]
 (a)和(b)一四轨方口径;(c)和(d)一四轨X形口径。

炮不太适用。

能携带大电流而无显著邻近效应的多轨结构是图 2-35(b)所示的 X 形口径炮,其导轨截面呈三角形。X 形口径炮的优点可从图 2-36 和图 2-37 与方口径的曲线对比中看到, h 增大无明显邻近效应,且电流密度分布均匀和有较高值。总电流随导轨高度增加而上升,加速力也变大,最后能等于或超过双轨结构的。但 X 口径使弹丸形状复杂化,实用性差。不过从研究 X 口径四轨炮中能启发我们寻找更合适的多轨炮结构。

目前也有八导轨炮方案,如美国宇航局为发射重的有效载荷而设计的八轨炮装置,其目的是为减少各导轨电流而不降低总推力。实际上这相当于用四个简单导轨炮来减少总电流,以减轻对导轨的损坏。这种结构是把相对的两个导轨串联起来,以便平衡电流和作用在有效载荷上的力;然后再把串联的导轨并联成一个电源的负载。

2.7.3 保护板增强四轨炮

基于 2.4 节的保护板增强双轨炮和本节方口径四轨炮的分析、计算,现在讨论保护板增强的四轨炮较容易。这是一种圆口径四轨炮,它的峰值电流密度降低并能产生比简单圆口径双轨炮更高的加速力。

前面介绍的多轨炮,都企图通过改善导轨拐角和截面以及排列导轨来提高性能的,但这些都是被动方法。现在介绍的保护板增强多轨炮,是使用携带电流的保护板主动影响和控制导轨电流分布,能产生比简单双轨炮多 1~2.5 倍的加速力。

前面方口径四轨炮和保护板增强双轨炮的分析结果,均可用于保护板增强多轨炮的以下诸方面:(1)其计算和最佳条件选配技术可直接使用而不需要改变;(2)仅用于研究四导轨保护板增强炮,因为先前的分析已表明四导轨比六或八导轨的邻近效应影响小;(3)仅研究包围导轨的保护板情况(图 2-38),因为先前分析双轨保护板结构时已指出它最有效。

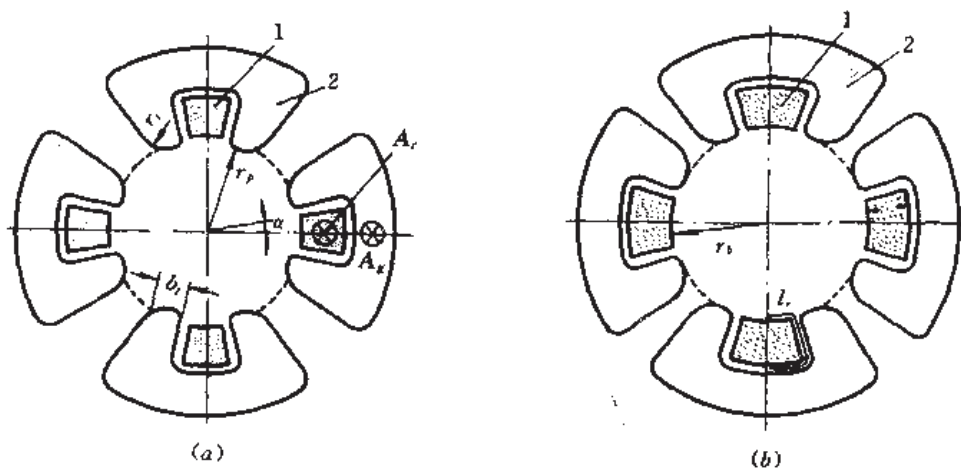


图 2-38 保护板增强四轨炮

(a) 保护板有突缘结构;(b) 保护板无突缘结构。

1—导轨;2—保护板。

2.4 节讨论保护板增强的最佳化变量和方法可直接用于此而不需改变。最佳化变量包括保护板横截面形状、导轨总电流和保护板总电流。假设各电源单独向导轨和保护板供电。保护板顶部向内拐角的曲率半径为 r_1 , 保护板顶部位置的半径为 r_2 , 导轨侧面所对应的角是 α , 导轨和保护板的磁矢位分别为 A_r 和 A_s , 保护板端部厚度为 b_s 。全部几何变量以适当的值固定^[21]。由于以前的分析方法(如电流密度计算)都适用于此, 故不赘述; 这里仅给出结果和讨论性能。

因为保护板只起增强和保护作用, 它不与电枢接触摩擦和存在接触电压, 故它能以更高的温度承受住更高的峰值电流密度, 计算和分析时可取 $0.4 \sim 1.18 \text{ MA/cm}$, 为导轨电流密度的 $1 \sim 3$ 倍。

在图 2-38(a)所示的结构中, 最佳设计要求保护板突出导轨, 伸入膛内。这种方案能使每单位最大导轨峰值电流密度产生最大的加速力。保护板有突缘伸入膛内在减少主导轨电流密度峰值方面是有效的; 但在导轨炮制造和工作方面却产生困难。

因此仅从结构有利考虑, 应采用图 2-38(b)所示的平齐结构($r_1 = r_2$)。用这种结构也可获得较好的电流密度分布(图 2-39)。图 2-38(a)结构的电流密度分布与此类似。

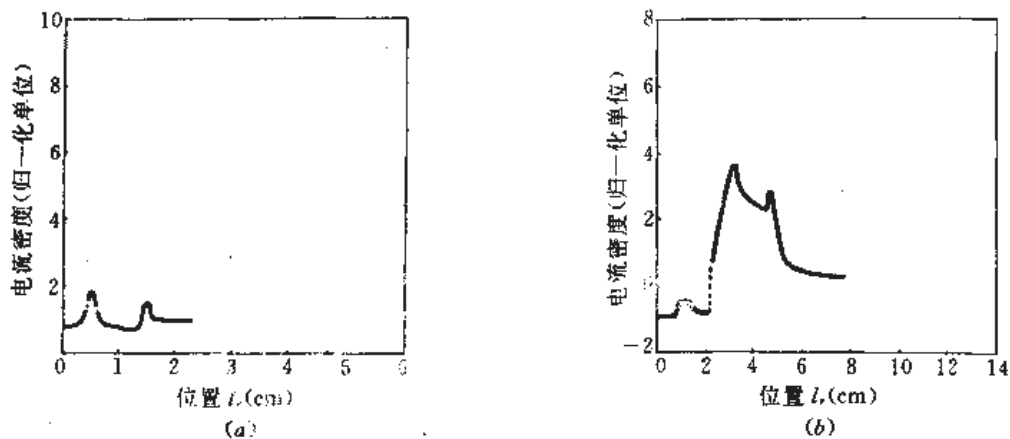


图 2-38 无突缘保护板四轨炮电流密度分布^[21]

(a) 导轨电流密度分布; (b) 保护板电流密度分布。

(保护板位置坐标从内侧中心开始经端部直到外侧中心)

从上面的结构和分析结果可以看出, 具有保护板增强的多轨结构的优点和限制。一个 16 cm^2 圆口径炮, 导轨的圆周有 150° 被保护板包围, 只剩一有限部分由磁通和导轨占据。减小宽度 b_s 可缓解彼此的拥挤, 但将在保护板内引起高温, 这种影响在小口径炮中尤其严重。

用不同的保护板电流密度值能获得最佳的加速力(表 2-5)。表 2-5 中每栏上面参量意义已标于图 2-38 中。保护板和导轨总电流是指整个炮而言的(并非指一个导轨和一个保护板), 在一个导轨或保护板内的电流仅为表中值的一半。

表 2-5 加速力最佳化结果^[21]

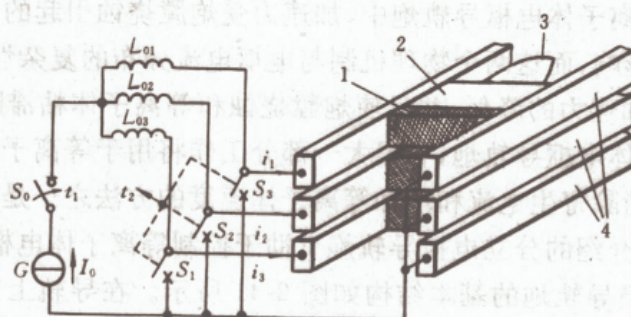
保护板最大电流密度 (MA/cm)	r_t (cm)	有突缘否(r_0-r_p) (cm)	α (度)	力 (MN)	导轨总电流 (MA)	保护板总电流 (MA)
0.4	0.650	0.000	8.76	0.736	1.738	2.498
0.6	0.650	0.000	12.04	0.947	1.891	4.205
0.8	0.642	0.000	14.26	1.059	2.008	5.695
1.2	0.629	0.000	16.63	1.158	2.135	8.422
0.8	0.650	0.131	8.95	0.999	1.746	4.489
0.8	0.650	0.199	9.93	1.232	1.864	6.290

以上讨论的结果,曾假设了导轨和保护板用各自的独立电源供电,这显然复杂。因保护板和导轨间用绝缘材料隔离,可把保护板与相邻导轨串联起来共用一个电源供电,此时电源方面虽然简单,但炮的性能稍有降低。

保护板增强四轨炮的加速力是简单双轨炮的 2~3.5 倍,而不增大局部电流峰值密度。较好的和复杂的设计要求保护板稍有突缘,伸入到膛内,类似常规火炮的膛线,并对导轨和保护板分别使用独立电源。虽然这些复杂性对一般应用不被接受,但对某些应用是可以接受的。

2.7.4 非对称的多轨炮

前述三种多轨炮,不管是方口径,X 形口径,还是圆口径的,均系沿口径周边排列导轨且轴对称的,通常称为对称型多轨炮。现在讨论一种非对称型多轨炮(图 2-40)。这种结构虽然不能减少导轨向外扩张的电磁力,但却能改善加速力。实际上它是一个并联增强的多轨炮。

图 2-40 非对称型多轨炮($n=3$)^[13]

1—电枢;2—弹托;3—弹丸;4—导轨。

用一个初级电源 G 为多个储能电感 L_0 充电,然后同时断开开关 S_1, S_2, \dots ,各独立的电流源(储能电感器)分别向自己的导轨负载放电。各导轨间用绝缘介质隔离。多个滑动的电枢分别置于各导轨对之间。电枢传导电流并推动它前面的弹托和弹丸前进。弹托用来支撑弹丸和电枢。

导轨排列结构亦如图 2-19 所示。每条导轨的高度和各导轨层叠的高度,从炮尾向炮口逐渐降低。层叠导轨由外绝缘体刚性固定在一起。外绝缘体除支撑导轨外,尚可用来导向弹丸。在实际工作中不要求电枢必须有多个独立的电流路径,这就使得电枢结构简单和可使用等离子体电枢。由于弹丸发射期间,往往驱动电流的幅值随弹丸朝炮口的运动时间增长而减小,况且电枢电流在炮口区段驻留的时间短,因此平行导轨的层叠高度可以减少,以提高电流密度 J ,使 $J \times B$ 力不致减小。简要地说,加速力是电枢后面附近导轨瞬时电流分布的函数,有效电感梯度出现在与电枢接触点附近的导轨上;因此通过改造流经每个导轨和导轨间的电流的方法,即把导轨高度从炮尾到炮口逐渐降低,可以保持或增加弹丸的加速力(当 B 不变时)^[13]。这一原理也适用于串联层叠增强导轨炮。

众所周知,在简单导轨炮中使用整根大面积的导轨,在发射期间电流密度将集中于炮口导轨末端的两侧,〔见图 2-22(b)〕,这种电流极度地集中将加大欧姆损失和使电枢接触处过热。而在图 2-40 所示的多导轨并联结构中,减轻了电流在一导轨内的集中,使之分布较简单炮均匀,避免了电流在导轨和电枢中的过度集中,导轨与电枢接触面的破坏和磨损程度大为减小。此外,由于电流均匀通过电枢,因此作用在弹底整个面积上的加速力也较均匀,从而能简化电枢和弹托的结构设计。这种非对称多轨炮的另一优点是储能电感器将迫使基本相等的电流通过每个点火(闭合)开关,从而避免使用一个大容量开关的困难。还有,炮的电源和导轨部分均是模块式的,可以在这种积木层叠结构中视不同需要任意增减。

也可将图 2-40 所示的方口径炮改为圆口径。此时,每根导轨内外表面均做成向内弯曲一弧度(同一半径),然后将各导轨间加绝缘层组成一圆柱面,最后用高强度复合的绝缘材料紧固它们,以形成圆口径炮管。

2.8 分立电极导轨炮

通常认为,在等离子体电枢导轨炮中,加速力受炮膛烧蚀引起的电枢质量增加和等离子体的粘滞阻力所影响,而这两个物理机制与电枢电流分布的复杂性密切相关。例如寄生电流的形成将导致加速力的降低,并且使炮膛烧蚀和等离子体粘滞阻力的精确分析成为困难。所以对等离子体电枢导轨炮,有很大一部分工作将用于等离子体性质和调整电枢电流分布的研究上。消除寄生电流和增加等离子体速度的方法之一是使用 2.3 节介绍的导轨表面分段;而这里介绍的分立电极导轨炮有助于控制等离子体电枢的特性。

所谓的分立电极导轨炮的基本结构如图 2-41 所示。在导轨上做出一些齿状分支电极,其端面与炮膛内电介质的表面平齐。等离子体电枢就沿这些电极被加速。分立电极导轨炮的主要优点在于电枢电流的分布可利用熔断器(熔丝)所控制。此外,它的机械结构具有实用的优点:炮管可用整块的绝缘介质材料做成,与常规火炮炮管方案接近,这有利于与其它炮管连接和抽空时密封;因为支路电极可以方便地替换或精加工而无需拆开整个炮管结构,因此炮膛的处理较容易。

在分立电极导轨炮中,最基本的问题是区分电极的电弧行为与常规连续电极(导轨)表面的电弧有何区别。这个问题和其它性质已用实验做了回答^[22]。熔断丝装在一聚碳酸酯管内形成熔断器,管内充满石英砂以灭弧用。能方便地把事先做好的熔断器从炮上卸下

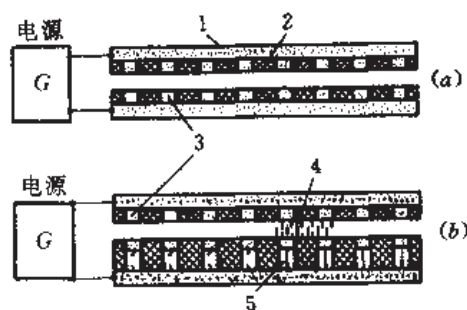
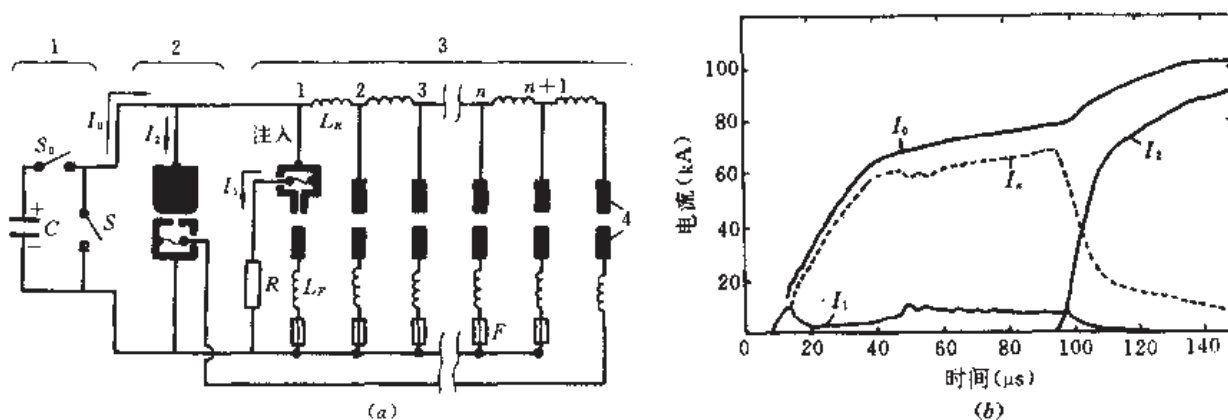


图 2-41 分立电极导轨炮的基本结构

(a) 无熔断器的; (b) 有熔断器的。

1—导轨; 2—绝缘体; 3—分立电极; 4—电枢; 5—熔断器。

或装上。炮膛内的绝缘材料使用纤维增强的合成树脂。应当注意, 绝缘材料区内的磁通不能用于电磁加速。一种各支路带有熔断器的分立电极导轨炮的电路及其电流如图 2-42 所示。来自电容器的电流 I_0 。进入第一(注入)支路时, 支路内的细铜丝电爆炸, 产生一等离子体通过电极表面的细孔注入到炮膛内; 又由于电流 I_1 在电阻 R 上产生电压降, 则引起第一支路主电极导通, I_1 换向成炮膛第一支路的放电电流, 和铜爆炸丝的等离子体一起建立起加速弹丸用的等离子体电枢, 接着第一支路熔断器电“爆炸”断路。然后等离子体电枢通过每支路时使该支路自动短路放电和熔断器“爆炸”断路。当电枢到达最后支路时, 电枢电流的一部分被引入炮尾间隙开关支路, 引爆间隙电极内的爆炸丝, 使主间隙开关击穿, 在炮尾部旁路电容器的电流, 以使电枢电流快速下降, 避免炮口电弧。 $I_s = I_0 - I_1 - I_2$ 。在这种炮中, 在电枢开始形成以后较长时间内 I_1 还保持一定的值, 这是因为存在较高的支路电压。各电流变化表示在图 2-42(b)。

图 2-42 带熔断器的分立电极炮原理^[22]

(a) 电路; (b) 电流。

1—电源; 2—炮尾间隙开关; 3—带熔断器的分立电极导轨炮; 4—分立电极。

欲要认识电枢电流分布, 必须把多个(这里 6 个)测量用的 dB/dt 探头线圈放在各支路欲测位置, 对磁场分布(图 2-43)进行测量。在图中还标出电枢到达炮口的时间 T_M 。图 2-

43 中的 No. 1 表示简单导轨炮情况, 等离子体电枢具有局部集中的电流分布, 而无明显的第二次电弧形成。图 2-43 的 No. 2 表示无熔断器的分立电极情况, 每个波形变得比简单导轨炮的宽大, 这说明随着电枢前沿的前进, 电枢电流广泛地伸展到整个炮管长度上, 也说明熔断器支路电感 L_r 对电枢扩展无大的影响。图 2-43 中的 No. 3 表示有熔断器的分立电极炮情况, 电流分部变得特别局部化。以上三种情况, 除有否熔断器外, 其它实验条件都相同。在最后两个支路间测得的平均弹丸速度, 对简单导轨炮是 3.1km/s, 对有熔断器的分立电极炮是 3.8km/s。从 dB/dt 线圈获得的电压信号正负峰值时间所对应的位置, 可看出在有熔断器的分立电极导轨炮中, 电枢电流分部比简单导轨炮更局部化地集中。值得注意的是, 虽然由导轨电流产生的膛内磁通比简单导轨炮的小, 但有熔断器的分立电极炮的电枢电流传播速度比简单炮的高, 这是因为导轨电流越小磁通损失也越少。

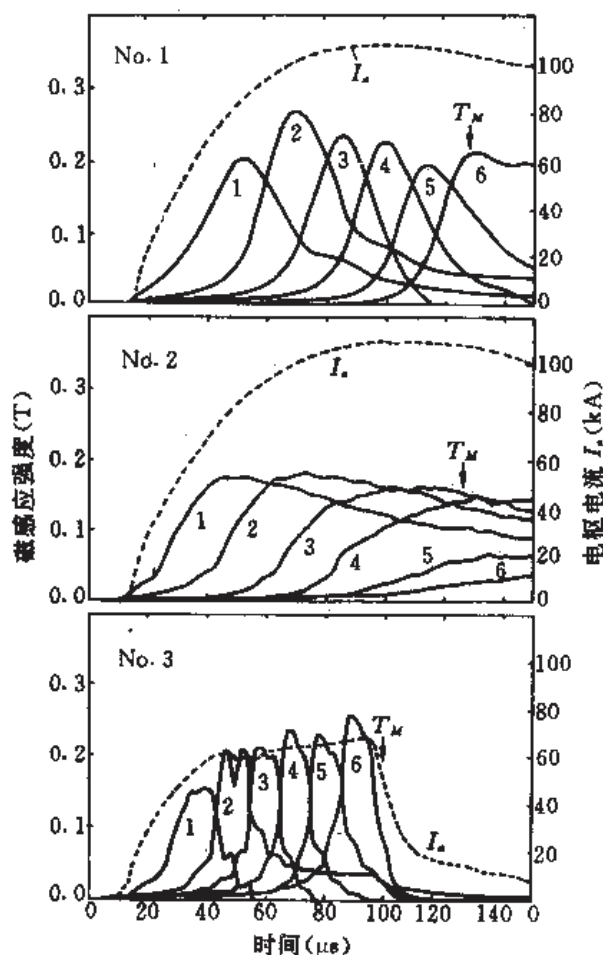


图 2-43 分立电极炮的磁场和电枢电流

在有熔断器的分立电极导轨炮中, 在第 n 和 $n+1$ 支路电极击穿的时间间隔内, 炮口电压

$$u_M = u_r + L_B \frac{di_a}{dt} + u_{an} \quad (2-243)$$

式中 u_r —— n 支路的熔断器电压;

i_n —— n 支路的熔断器电流;

u_{an} —— n 支路的电枢电压;

L_B ——接熔断器用螺帽的电感和包含在支路内的导轨电极部分的电感。

图 2-43 中的 No. 1 和 No. 3 的电枢电流 I_a 和电枢位置与时间的关系曲线指出:当电枢前沿达到最后的 dB/dt 测量线圈时,电枢速度和电流近似不变。因此,如果把等离子体电枢看作是从炮膛内排出空气的“活塞”,则简单导轨炮和有熔断器分立电极炮的等离子体电枢上的电磁力都与空气中稳定的冲击波压力有关,即

$$\frac{1}{2} L' I_a^2 \approx \rho_0 \frac{(\gamma + 1)}{2} v_{ar}^2 A_0 \quad (2-244)$$

式中 ρ_0 ——空气的初始密度;

v_{ar} ——空气质点速度(同电枢前沿速度)。

使用试验获得的 v_{ar} 和 I_a 值,由式(2-244)推导出有熔断器的分立电极导轨炮的电感梯度 $L' \approx 1.08 \mu\text{H}/\text{cm}$ 。这个值的过大可用导轨电流形成的磁场来简单解释。这样的结果暗示我们,应当了解分立电极炮中电枢电流的传播机理。电枢电流传播的一个可能机理是电枢电流变弯曲(图 2-44),形成一个“等离子体导轨”,这是由于膛内磁场局部增强和一部分等离子体被加速到高速的原因。这种高速等离子体引起后面支路电极对的击穿,导致电枢电流的传播速度比简单炮的高。此模型也定性地解释了在有熔断器的分立电极炮中出现的更高的电枢电压,因为电流通过电枢时的拉长将增大电枢的电阻性电压和电感性电压。

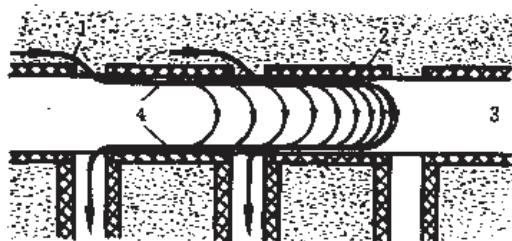


图 2-44 熔断器分立电极炮电枢电流模型^[22]

1—电流, 2—绝缘体, 3—炮膛, 4—等离子体导轨。

但是依据这种理论模型,不能把等离子体电枢当作均匀“活塞”,因此式(2-244)的正确性值得怀疑。为了评估分立电极炮电枢的总电磁力,需要进行二维磁流体动力学计算。

总之,有熔断器分立电极导轨炮能调节电枢电流分布,使之比常规简单炮更加局部集中,电枢电流的传播速度有较大的增加。但是这将引起更高的电枢电压降。电枢电流弯曲的二维电流分布模型能用来评估电枢上的电磁力。这种炮虽然能调节支路电流和电枢电流,但其工艺较复杂,给作为实用的电磁炮来说带来一定困难。然而,分析这种炮,为电磁导轨炮的新发展,在机械和电方面提供了新的研究思路。

2.9 超导悬浮电枢导轨炮

之所以提出超导悬浮电枢导轨炮,是基于以下理由。大家知道,加速力随电流的增加

而增大。但是由于焦耳热和导轨上的强大磁压力,导轨电流不能无限地增加。特别是当电枢运动较快、强电流无时间扩散到导轨内部时,焦耳热的影响十分严重。焦耳热主要出现在电枢和导轨的交界面,引起严重的导轨烧蚀。在导轨炮与化学火炮的竞争中,导轨烧蚀大概是最严重的技术问题之一,必须予以克服。由烧蚀导致的短寿命和低发射率已成为现代导轨炮需要克服的弱点。

另一方面,现在超导技术的研究进展极为迅速,已为高温超导体的未来应用提供了可能性。各种新的陶瓷型材料已能在更高的临界温度下转变为超导体。例如超导体材料 $\text{BiBaCaCu}_2\text{O}_x$ 的转变温度早已达到 110K。

上述两方面,为使用超导技术消除电弧和伴随的导轨烧蚀提供了必要性和可能性。本节介绍的超导悬浮电枢导轨炮就是这种情势下的产物。

超导悬浮电枢导轨炮能把弹丸加速到超高速而焦耳热却很小,电弧和导轨烧蚀极轻微。它的电枢由超导体做成,是一个环路拓扑结构,把电流引入到超导电枢环路中,永久保持并使它受到炮膛的磁场作用。这种炮的炮身也是由两条平行导轨构成,使用恒流驱动,但在电枢内的超导电流与导轨的恒流间的相互作用能引起电枢悬浮,使得电枢与导轨间几乎无接触,这就是说无电弧和烧蚀。电枢在导轨间仍被洛伦兹力推进。电枢的特殊几何结构使超导电流在电枢尾部离开两导轨平面而高高翘起,这就使得有一净洛伦兹力推动电枢前进。这种炮的结构如图 2-45 所示,其工作和特性详述如下。

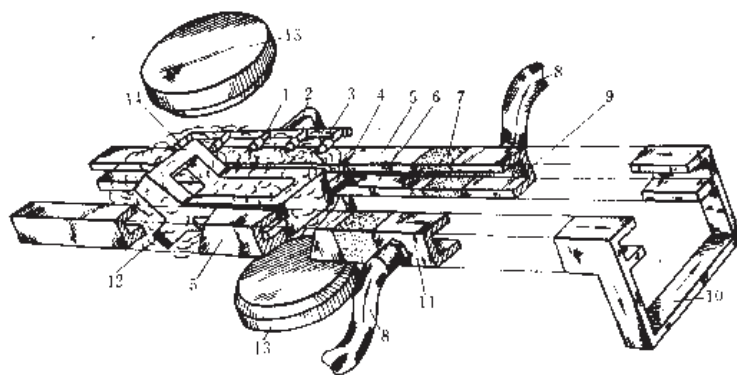


图 2-45 超导悬浮电枢导轨炮^[23]

- 1—喷管;2—致冷气体管;3—歧管;4—电枢鳍翅;5—初始导轨段;
6—滑行槽壁;7—绝缘导轨段;8—电缆;9—滑行槽;10—连接器;
11—供电导轨段;12—电枢;13—磁体的磁极;14—喷管喷出的雾状冷却气体。

电枢由两导轨支撑,导轨可用金属或绝缘材料做成。电枢上的鳍翅由导轨的滑行槽支撑。致冷气体管从冷却剂源(图中未画出)到歧管,然后再由歧管到五个喷管。各喷管喷射雾状冷却气体到电枢上,根据焦耳-汤姆逊致冷原理冷却电枢到超导状态(待常温超导问世这些致冷部件均可去掉)。磁极部件能在电枢区域建立起磁场(为简单,支撑磁极的磁体结构未在图中画出)。

当电枢被冷却到临界温度以下,并且受到磁极部件产生的磁场作用,在其内感应出一超导电流。此电流在电枢(图 2-46)内沿箭头所示方向流动。

在电枢感应出超导电流之后,用气动或机械方法将电枢推到供电导轨段。供电导轨段

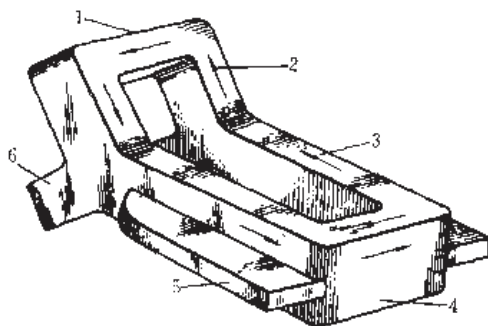


图 2-46 超导悬浮电枢的一种

1—后体上沿;2—后体;3—前体;4—前体前沿;5—鳍翅;6—凸块。

由金属良导体构成。绝缘导轨段把供电导轨段与初始导轨段隔开。如果初始导轨段用绝缘材料做成,则不需设置绝缘导轨段。

电缆另一端连接到直流电源(图中未画出)上。导电的连接器跨接在炮口的两导轨上,用一固态金属棒表示之,当然用电缆或其它任何方法短路均可。当电源转接到供电电缆上时,电流以电缆、导轨和连接器构成回路(如果要求相反极性时使电流反向便可)。电源可以是电池-电容器组或单极发电机或补偿脉冲交流发电机等。供电导轨段长度取决于所要求的电枢速度,此导轨越长电枢炮口速度越高。若供电导轨段是由薄层良导体包装的超导材料,其冷却手段可以改变。将一管道放置于超导材料内,使液态氮在管道内流动以冷却导轨,可以完全消除导轨的焦耳热。

一旦在电枢中感生出超导电流,便可用机械或气动方法把电枢移动到电缆和导轨的接合处位置。由于流经导轨的电流产生的磁场和电枢超导电流间的相互作用,引起电枢在导轨间悬浮和朝向炮口加速。在电枢被加速期间,虽然它不处于冷却气体中,但它仍能在若干秒内保持超导状态,这远比它到达炮口的加速时间长得多。

流经供电导轨段的电流可以用放置在电缆上的开关(图中未画出)来控制,此开关在电枢到达发射位置时刻动作,使电源对导轨馈电。应当注意供电导轨段的滑行槽壁比初始导轨段的稍微薄些,一旦电流接通供电导轨段,流经导轨的电流建立起的磁通就被驱逐。这是由于电枢的近斯纳(Meissner)效应^[23]所致。因此,不需要通过电枢的鳍翅来支撑电枢。滑行槽仅用来包围电枢鳍翅和在行进时对电枢提供轻微的导向。

图 2-46 是超导悬浮电枢的一种。整个外表面用低温环氧树脂包覆。用来稳定电枢的鳍翅可全用环氧树脂做成。这类电枢的内部结构在参考文献[23]中有详细介绍,采用了超导电层,超导陶瓷材料能达到很高的电流密度。电枢上的凸块也全用环氧树脂做成,用一骨架与主体接合以形成一个翘起的电枢环路。凸块还可以帮助稳定电枢;有时也可去掉。电枢外表面之所以包覆低温环氧树脂,是为防止超导陶瓷碎裂,并把电枢和导轨绝缘开来。也可用金属保护超导陶瓷,此时绝缘材料的鳍翅能把电枢体与导轨隔离开。

还应注意,电枢前体用于规定超导电流路径,它基本在两导轨的平面上。但是电枢后体是翘起的,倾斜导轨平面向上,有时对前体倾斜向上 90°。流经整个电枢环路的是同一电流,但由于后体电流在导轨平面之上,则作用其上推动电枢朝前的洛伦兹力大于制动电枢的洛伦兹力,因此电枢在导轨间被加速。

现在来详细分析洛伦兹力。为了适于运行,磁极间产生的磁场的极性和加到电缆上的电压的极性必须协调成:流经电枢前体两侧的电流与流经相近导轨的电流方向应相同(图 2-45 和图 2-46 箭头所指,反之亦然)。但是最为重要的是电枢前体电流要和导轨电流在同一平面上,这样才能有一净洛伦兹力作用在电枢上。如果电枢后体上沿的横向电流与前体的横向电流在同一平面上,则作用于电枢前后的洛伦兹力将相等和方向相反,电枢静止不动。但是,由于实际上电枢后体上沿横向电流和前体前沿横向电流(或导轨电流)不在同一平面,后体上沿横向电流处的磁通密度(B)较小,而前体前沿横向电流处的磁通密度较大,则前体前沿有更大的洛伦兹力作用。因此净洛伦兹力推动电枢向前。通常导轨间的磁场幅值与距两导轨平面的距离平方成反比地减少。电枢后体上沿至少比导轨平面高出 2 倍的导轨高($2h$),作用在前体前沿上的洛伦兹力至少比后体上沿的大 10 倍。为了有效地产生洛伦兹力,通过电枢的电流必须基本上与磁场垂直。洛伦兹力为 $I \cdot dl \times B$ 。正如前述,电流 $I \cdot dl$ 和产生 B 的电流不需用同一电源产生。

基于上述原理,可以制做出多种电枢^[23],它们可具有良好的空气动力学性能。

电枢在两导轨间被迈斯纳效应磁悬浮起来,而迈斯纳效应是由被冷却的电枢及其电枢经受的磁场所产生的。

2.10 同轴导轨炮

在各种导轨炮结构中,同轴导轨炮独树一帜。它的最大特点是把普通的条状平行导轨变为同轴导轨,其外导轨即形成金属炮管(图 2-47)。

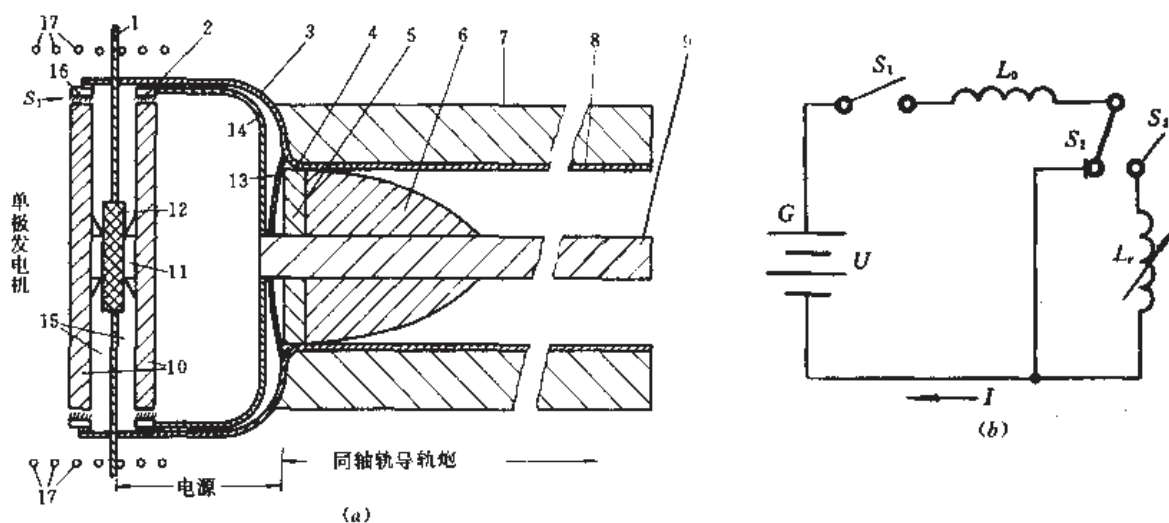


图 2-47 单极发电机馈电的同轴轨炮^[24]

(a) 结构; (b) 等效电路。

1—法兰; 2—电刷; 3—外电极; 4—开关; 5—弹底; 6—弹丸; 7—炮管; 8—外导体; 9—内导体;
10—转子; 11—轴承; 12—原动机; 13—低电阻开关; 14—内电极; 15—储能“电感”; 16—电刷; 17—激磁线圈。

原则上,这种炮可使用各种高功率、低阻抗的电源;但使用单极发电机(见第七章)最为方便、有利,如图 2-47 所示那样。常规的或超导的激磁线圈提供轴向磁场,然后由原动

机驱动良导体的转子旋转(通过特殊轴承使两转子反向旋转),转子切割磁场,单极发电机产生感应电动势,其值正比于转子边缘速度、转子直径和激磁磁场的磁感应强度;目前的技术水平已能使单极发电机产生 10^3V 的电压,电流已达 10^6A 级。闭合开关 S_1 ,即把电刷与转子边缘接触,内外电极间便有电压输出。电刷是含有石墨丝的铜材,以便能在高电流密度下工作。所谓闭合开关,就是用液压或气动装置把电刷压向转子边缘。这样,电流经外电极、低电阻开关 13 和内电极而形成回路。飞轮转子的惯性储能转变为磁能。表示磁能的磁场集中于两转子间的空间内。从集中元件电路观点看,包含磁场的面积可称作储能“电感”,其值约 20nH 。由外电极和内电极组成的传输线可以是细长的,为了与炮体连接方便、灵活,便于实战用时电源和炮的分离以及机动。

低电阻开关 13 的材料和厚度应精心选取,以便保持低电阻值,使储能期间的欧姆损失最小。当电流达到预定水平,此开关开始动作,工作期间它的电阻快速增大,随之开关电压上升,导致开关 4(如一个简单的火花球隙)闭合。此时,把电流从电源转换到炮体内。

由于开关 13 已断开,电流通过炮管的外导体、开关 4、弹底导体和内导体。此时弹底后的角向磁场和径向电流产生的洛伦兹力推动弹底和弹丸前进。有时弹底合并到弹丸内。内导体是一杆状导体,除传导电流外,尚可为空心弹丸导向。这样,就把储存在“电感”中的磁能转变成弹丸的动能。弹丸可以是千克量级重,材料为铅或贫铀。

当弹丸和弹底离开炮管后,在弹底和内外导体间将产生一个高电压,它将引起电弧,使剩余在储能电感和导轨电感中的磁能消耗在弹底和炮管间的空气中。在弹底离开炮管前,开关 13 必须完全断开并能承受住单极机的电动势。在电路电流到零时断开开关 S_1 ,以便不产生破坏开关的电弧。开关 13 可以是双金属片,约 1mm 厚。

炮的特性可用图 2-47(b)所示的简化电路来认识。图中单极发电机电压 U 是在两转子外缘之间;初始储能电感为 L_0 ;可变电感 L_r 是弹底端接的短路同轴导轨电感。如果内外导体直径分别为 d_1 和 d_2 ,则

$$L_r = 2 \times 10^{-7} \ln(d_2/d_1) \quad (2-245)$$

如果在 $t=0$ (电流 I_0)时刻 13 断开和 4 闭合,由能量守恒和忽略其它能量损失,则弹丸动能

$$W_k = \frac{1}{2} L_0 I_0^2 \left(1 - \frac{L_r}{L_0}\right) \quad (2-246)$$

如果用一个弹底或弹托,把多个弹丸围绕中心导体放置,如图 2-48(a)所示,可同时发射多枚弹丸。图 2-48(b)表示同轴导轨炮结构的一个变种,它是一扁平结构,其内放置一



图 2-48 两种弹丸排列

(a)多弹丸;(b)扁炮管和双弹丸。

1—弹丸;2—内导体;3—外导体;4—绝缘体;5—外壳;6—弹底。

对弹丸待加速,形成一门双管炮。炮管外壳用高强度复合材料做成,把炮管外导体包容在其内。图 2-48(b)排列的优点是,能方便地使用弹丸;其缺点是,磁压力易损坏绝缘体,并且扁平结构的机械强度不如圆形同轴结构好。

图 2-47(a)所示的同轴导轨炮中的开关 S_1 、低电阻开关(13)和开关(4)应当充分研究,尤其是后两种有多种类型及其联合工作方法。它们的内容已超出本书范围,读者可参阅相关的参考文献^[24~26]。

2.11 多相导轨炮

2.11.1 问题的提出

至此,以上所论述的导轨炮均为单相的“直流”系统。这种双导轨直流系统虽然简单,但存在不少缺点。两导轨系统导致炮膛内磁场的几何失匹,造成圆口径炮管受力不均匀;更严重的缺点是直流电弧产生的强烈烧蚀,使发射器的寿命大大缩短。两导轨系统中的磁场结构明显的非圆对称,只有导轨无限地增多且圆形地对称排列,磁场结构才能由对称的多边形趋于极限——圆形对称^[27]。另外,导轨炮中的最严重问题是“等离子体电枢”问题,导轨炮的“等离子体”电枢和“固体”电枢在某种意义上都是流体电枢,因为任何滑动接触都是一种“等离子体电枢”现象^[27]。在直流等离子体电枢内有很高的功率损失(约 $10^7 \sim 10^8 \text{W}$),不仅烧蚀导轨、绝缘体等炮管材料,而且把烧蚀掉的材料掺入等离子体,导致等离子体不纯,易引起炮的再点火(或重燃)放电。实践表明,当速度大于 6km/s 时,直流等离子体电枢引起的一系列问题难以克服。

为了克服上述单相直流导轨炮的缺陷,最近有人提出多相交流导轨炮的概念并做了试验^[27,28]。在多相导轨炮中,使用多条导轨,由多相电源交流供电。多条对称排布的导轨能使磁场结构趋于圆对称,使炮管受力分布均匀;由于交流频繁(每半周)地过零,从而减轻了电弧烧蚀和克服了其它不利的影响。因此,多相导轨炮具有速度高、效率高和经久耐用的特点,应当深入探讨。

2.11.2 多相导轨炮概念

多相导轨炮具有多根导轨,与各导轨接触的电枢可以是各种有利的形状,用特制的多相交流电源向导轨馈电。只要电流系统是对称的和阻抗系统是平衡的,电枢所受的推力将是恒定不变的。正如从多相电磁系统中早已认识的,2 倍频率正弦变化力的分量彼此抵消掉。多相导轨炮中的电枢不仅形状各异,而且“固体”电枢常是非均质和分层的,类似特种磁阻机的转子结构;如果多相系统是非均匀对称的,则应当使用不分层的电枢,以使系统达到平衡^[27]。在交流多相导轨炮中,若把各相连接到相应导轨上以后系统出现不对称,系统将产生非周期的电流分量,这将引起力作用点的变化,而且负载的感抗将要求所加电压的幅值应当增高。

一、两相导轨炮

两相导轨炮简单且性能好。它具有 4 条导轨(图 2-49),径向相对的两条为一相,即 $A-A'$ 相和 $B-B'$ 相,两相的空间角和电相位差均为 180° 。两相电流为:

$$i_A = I_m \sin(\omega t) \quad (2-247)$$

$$i_B = I_m \cos(\omega t) \quad (2-248)$$

施于电枢上的力 F_{p2} 作用于电枢的质心上并为常量:

$$F_{p2} = \frac{1}{2} L'_{2r} (i_A^2 + i_B^2) = \frac{1}{2} L'_{2r} I_m^2 \quad (2-249)$$

式中 I_m ——相电流幅值;

L'_{2r} ——两相导轨炮的电感梯度。

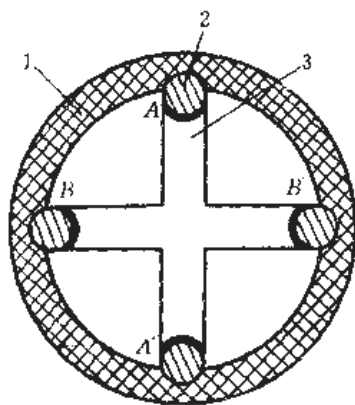


图 2-49 两相导轨炮原理^[28]

1—绝缘体;2—导轨;3—电枢。

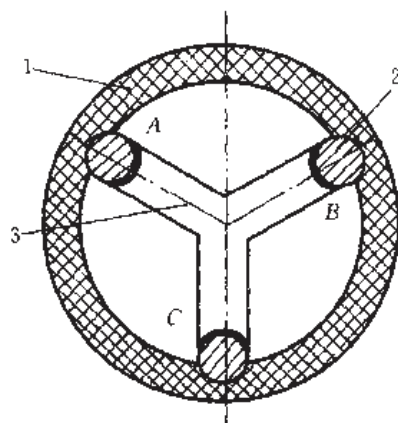


图 2-50 三相导轨炮原理

1—绝缘体;2—导轨;3—电枢。

二、三相导轨炮

三相导轨炮由空间相距 120° 的三条导轨组成(图 2-50), 每条导轨为一相, 电枢是 Y 形的。由相位差 120° 的三相交流电源向三条导轨供电, 由于平衡的三相电流之和为零, 三相电路可以不用中线作电流路径。

三相导轨炮所需的电流为:

$$i_A = I_m \sin(\omega t) \quad (2-250)$$

$$i_B = I_m \sin(\omega t - 120^\circ) \quad (2-251)$$

$$i_C = I_m \sin(\omega t - 240^\circ) \quad (2-252)$$

作用于电枢上的力

$$F_{p3} = \frac{1}{2} L'_{3r} (i_A^2 + i_B^2 + i_C^2) = \frac{3}{4} L'_{3r} I_m^2 \quad (2-253)$$

我们期望作用在电枢上的力不变, 以获得恒定的加速度曲线。

三、六相导轨炮

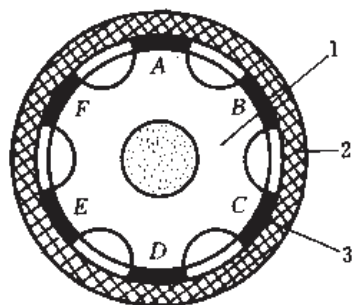
六相导轨炮很类似三相导轨炮, 它由六条导轨组成, 每条为一相。由于六相平衡, 不需中线。其原理如图 2-51 所示。

六相导轨炮的各相电流分别为:

$$\left. \begin{aligned} i_A &= I_m \sin(\omega t), & i_B &= I_m \sin(\omega t - 60^\circ) \\ i_C &= I_m \sin(\omega t - 120^\circ), & i_D &= I_m \sin(\omega t - 180^\circ) \\ i_E &= I_m \sin(\omega t - 240^\circ), & i_F &= I_m \sin(\omega t - 300^\circ) \end{aligned} \right\} \quad (2-254)$$

总电流

$$i = i_A + i_B + i_C + i_D + i_E + i_F = 0 \quad (2-255)$$

图 2-51 六相导轨炮原理^[27]

1—电枢；2—绝缘体；3—导轨。

各相对电枢的作用力分别为：

$$\left. \begin{aligned} F_A &= \frac{L'_{6r}}{2} I_m^2 \sin^2(\omega t), F_B = \frac{L'_{6r}}{2} I_m^2 \sin^2(\omega t - 60^\circ) \\ F_C &= \frac{L'_{6r}}{2} I_m^2 \sin^2(\omega t - 120^\circ), F_D = \frac{L'_{6r}}{2} I_m^2 \sin^2(\omega t - 180^\circ) \\ F_E &= \frac{L'_{6r}}{2} I_m^2 \sin^2(\omega t - 240^\circ), F_F = \frac{L'_{6r}}{2} I_m^2 \sin^2(\omega t - 300^\circ) \end{aligned} \right\} \quad (2-256)$$

作用于电枢上的总推力

$$F_{\Sigma} = F_A + F_B + F_C + F_D + F_E + F_F = \text{常量} \quad (2-257)$$

2.11.3 多相 CPA^① -导轨炮的特性

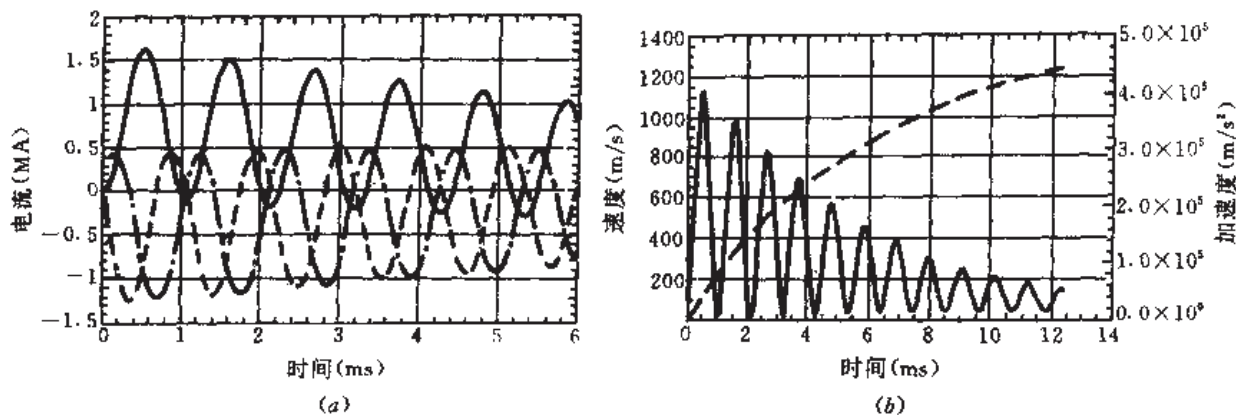
多相导轨炮的可用电源不象单相直流炮的那样广泛，目前常用多相补偿脉冲交流发电机 CPA 作多相导轨炮电源。这是因为使用多相的 CPA 时能克服导轨炮系统中存在的缺点，还能缓和或消除炮所需电流的脉宽与发电机设计参数（相数、转子直径和周边速度）之间的强烈依赖关系，有可能把 CPA 设计成最佳的功率密度和最有效的机电能量转换；由于多相 CPA 是用多个脉冲驱动弹丸的（而不是象单相机那样使用一个脉冲），又允许把工作转速设计得更高，因此发电机储能密度增加，这就可以减轻系统重量；又由于发电机有更多的相数，能增大发电机的功率密度，也可减轻系统的重量；此外，由于采用多相（多极），使发电机定子和转子的周边压力分布均匀。

另一方面，使用多相 CPA 为多相导轨炮供电也带来一些不利的问题，例如出现的直流瞬变（transient）现象^[28]必须予以分析、解决。

在三相系统中 电流和加速度曲线如图 2-52 所示，其中各相电流均不是时间的正弦函数，这是因为每相的直流瞬变影响了正弦电流并畸变了加速度曲线。并且此时作用在电枢上的力点轨迹是一个圆，这将引起电枢和弹丸运动的不稳定。常用来消除直流瞬变的方法是每相在峰值电压时刻接通；但此举对三相系统不能获得理想的效果，因为在三相间存在着磁耦合。

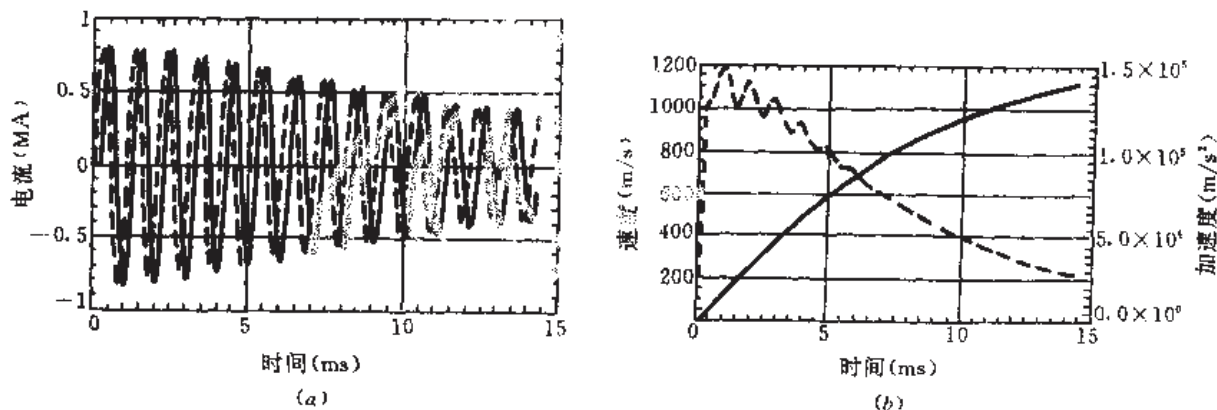
在两相系统中 由于两相系统是去耦的，在峰值电压时刻接通各相的方法对消除直

① CPA 为补偿脉冲交流发电机（compulsator）的英文缩写。

图 2-52 电流以及速度和加速度曲线^[28](在 $t=0$ 时三相均接通)

(a) 电流; (b) 加速度(—)和速度(---)。

流瞬变现象是有效的。消除直流瞬变后的电流、加速度和速度曲线如图 2-53 所示。

图 2-53 两相炮系统的电流、速度和加速度^[28]

(a) 在峰值电压时接通的每相电流, (b) 加速度(---)和速度(---)。

在两相系统中,力作用于电枢质心,但加速度曲线随时间倾斜下垂(三相亦然),这是由于电枢沿炮管运动时引起的反电动势增大所致。而在导轨炮弹丸设计时,往往取一个最大的许用加速度极限,并要求炮有一个更高的平均对峰值加速度比,使此比值尽可能地接近设计的极限值,以提高炮的内弹道性能。因此,必须改善多相炮加速度倾斜的趋势。在单相直流炮中的加速度倾斜可用单脉冲工作的选择被动 CPA 所修正和改善;而多相炮使用多脉冲工作,选择被动 CPA 对此无能为力。从式(2-249)可知,若保持力($L_z I_a^2$)为常量,则加速度曲线不倾斜下垂。为此有三种修正加速度的方法:

(1) 增加峰值电流(I_a)方法:大多数导轨炮的电感梯度(L_z)是固定不变的。由于电枢运动而行程 x 增长,炮的电感($L_z x$)随加速时间而增大,从而导致炮的峰值电流减小和加速度降低;因此提供逐渐向上升高的发电机激磁场电流可增高发电机的输出电压并为炮提供一个增大的电流峰值。但这将增加无功功率。经过推导,所需的场电流有效值

$$I_f = (\omega M_{af})^{-1} (dU_{\text{phm}}/dt)t \quad (2-258)$$

式中 ω ——CPA 的电角频率, $\omega=2\pi f$;

M_{af} ——发电机电枢和场绕组间的互感;

U_{phm} ——相峰值电压, $U_{\text{phm}} = I_m(\omega L'_{2r} x)$ 。

场电压有效值

$$U_f = \left(\frac{L_f}{\omega M_{af}} \right) (dU_{\text{phm}}/dt) \quad (2-259)$$

式中 L_f ——场绕组电感;

$$dU_{\text{phm}}/dt = I_m \omega L'_{2r} (dx/dt) = I_m \omega L'_{2r} U_f。$$

无功功率($U_f I_f$)则不难计算。

(2)改变电感梯度方法:在保持炮膛径不变的同时变化导轨直径和导轨的中心距离,从而改变电感梯度 L'_{2r} ;但这种想法在实际中难于实现。常用的方法是把一厚度可变的导电屏蔽置于导轨上,以此使 L'_{2r} 变化;但这将增加系统的能量损失。

(3)外接串联电感器方法:若保持电流为常量需保持电路阻抗不变。然而导轨炮开始发射时阻抗较低,弹丸接近炮口时阻抗最高。若将一可变电感 L_c 串联在炮和 CPA 之间。若忽略电路电阻并不计 CPA 的电感,从一相电路可求得

$$\frac{\partial L_c}{\partial t} = - \frac{\partial L_{2r}}{\partial t} = - L'_{2r} v_r \quad (2-260)$$

这意味每相外接电感的变化(减小)速率应等于炮电感变化(增大)速率,亦即 L_c 以 $L'_{2r} v_r$ 的速率减小方能保持炮系统保持电流不变。式(2-260)还表明:炮的速度电压被 $\partial L_c / \partial t$ 项所补偿,即 $i L'_{2r} v_r = - \partial L_c / \partial t$, 所以

$$i L'_{2r} v_r + i \partial L_c / \partial t = 0 \quad (2-261)$$

选用旋转磁通压缩器(RFC)^[26]作为串联电感器最合适。RFC 是一种无场绕组的简单的主动 CPA,它有两个绕组,一个在定子上,另一个在转子上,两绕组串联。所需的 RFC 电感

$$L_c = L_1 + L_2 + 2M_{12} \cos(\omega_c t) \quad (2-262)$$

式中 L_1, L_2 ——RFC 两绕组的自感;

M_{12} ——RFC 两绕组的互感;

ω_c ——RFC 电角频率, $\omega_c = \pi/t_i$ (t_i 为发射时间)。

在发射期间, RFC 也为弹丸提供能量。每相 RFC 释放能量

$$W_c = \frac{1}{2} \int_0^{t_i} i^2 \left(\frac{\partial L_c}{\partial t} \right) dt \approx M_{12} I_m^2 \quad (2-263)$$

式中, $i = I_m \sin(\omega_c t)$ 是 RFC 电流。

用参考文献[26]中所介绍的圆盘切割式旋转磁通压缩器作串联可变电感器也是可行的。

在六相系统中 六相系统类似三相情况,由于存在磁耦合,因此利用每相电压峰值时接通的方法不能消除直流瞬变现象;但作用于电枢上的力是常量并施于电枢质心,因此电枢和弹丸运动是稳定的。

从以上分析可见,似乎两相 CPA 导轨炮系统有更优良的性能。

因为导轨炮实质上是一种磁通膨胀设备,因此它和磁通压缩设备组成一个磁通压缩-膨胀的二元性系统工作最为合理,从理论上讲,磁通压缩设备必定是导轨炮的可用电源。除多相的 CPA 外,经过精心设计的旋转磁通压缩器^[37]也定能成为多相导轨炮的可用电源。

参 考 文 献

- 1 王莹,张奇. 电磁轨道炮. 电工电能新技术, 1985, (3), 1~6
- 2 Shahinpoor M and Hawke R S. Exact Solutions to the Governing Dynamic Equations of Plasma Armature Electromagnetic Railgun; SAND-87-0473 or DE8701442
- 3 Parker J V, Parsons W M, Cummings C E, et al. Performance Loss Due to Wall Ablation in Plasma Armature Railguns. Proceeding AIAA-18th Fluid Dynamics and Plasmadynamics and Lasers Conference, Cincinnati, Ohio, 1985, 1575~1584
- 4 Fitch O and Rose M F. Limiting Factors in the Performance of Rail Guns. 4th IEEE Pulsed Power Conference, Albuquerque, New Mexico, 1983, 75~79
- 5 Kemeny G A and Condit W C. Electromagnetic Projectile Launcher with Reduced Muzzle Arcing and Associated Method. United States Patent, Patent Number 4938 113, 1990.
- 6 Weldon W F, Driga M D and Woodson H H. Recoil in Electromagnetic Railguns. IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22 (6), 1808~1811
- 7 Marshall R A and Weldon W F. Analysis of Performance of Railgun Accelerators Powered by Distributed Energy stores. 14th IEEE Pulsed Power Modulator Symposium, Orlando, Florida, 1980, 318~322
- 8 Holland L D. Distributed-Current-Feed and Distributed-Energy-Store Railguns. IEEE Transactions on Magnetics, 1984, 20 (2), 272~275
- 9 Marshall R A. The TAERF Scientific Railgun Theoretical Performance. IEEE Transactions on Magnetics, 1982, 18(1), 11~15
- 10 Parker J V. Electromagnetic Projection Utilizing Distributed Energy Sources. Journal of Applied Physics, 1982, 53(10), 6710~6723
- 11 Hawke R S. Devices for Launching 0. 1-g Projectiles to 150km/s or More to Initiate Fusion; UCRL-52778, Part 2
- 12 Parker J V. The SRS Railgun; A New Approach to Restrike Control; LA-UR-88-709 or DE88007907
- 13 Fikse D A, Ciesar J A, Wehrli H A, et al. The HART I Augmented Electric Gun Facility. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 176~179
- 14 Carlson R J and Kemeny G A. Multiple Rail Electromagnetic Launchers With Acceleration Enhancing Rail Configurations. United States Patent, Patent Number 4677895
- 15 Beno J H and Weldon W F. Railgun Current Guard Plates; Active Current Management and Augmentation. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3), 422~428
- 16 Homan C G and Scholz W. Application of Superconductivity of Pulse Power Problems. 4th IEEE Pulsed Power Conference, Albuquerque, New Mexico, 1983, 511~514
- 17 Homan C G and Scholz W. Superconducting Augmented Rail Gun (SARG); AD A 179269, 1987.
- 18 Parker J V. Muzzle Shunt Augmentation of Conventional Railgun. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 80~84
- 19 Igenbergs E A. Symmetrical Rail Accelerator. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 650~653
- 20 Beno J H and Weldon W F. An Investigation into the Potential for Multiple Rail Railgun. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1), 92~96
- 21 Beno J H and Weldon W F. Active Current Management for Four-Rail Railguns. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 39~44
- 22 Usuba S, Kakudate Y, Yoshida M, et al. Performance of the Discrete Electrode Railgun. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 611~616
- 23 Jasper J. Superconductive Levitated Armatures for Electromagnetics Launchers; AD-D013739, 1988.
- 24 Fisher G P and Latter A L. Acceleration Apparatus with Annular Projectile Accelerated Thereby. United States Patent, Patent Number, 4458577, 1984.
- 25 王莹. 电感储能脉冲电源及其断路开关. 电工电能新技术, 1986, (2), 19~27
- 26 王莹. 高功率脉冲电源. 北京: 原子能出版社, 1991.

- 27 Driga M D. Advanced-Performance Macroparticle Accelerator; Flyphase Railguns. IEEE Transactions on Magnetics, 1993, 29(1);397
- 28 Murthy S K and Weldon W F. Multiphase Railgun Systems; A New Concept. IEEE Transactions on Magnetics, 1993, 29(1);472

第三章 线圈炮

3.1 线圈炮理论基础

3.1.1 基本原理

线圈炮(*coilgun*)是电炮家族的重要一支,早期称为“同轴发射器”、“质量驱动器”或“行波加速器”等。与导轨炮比较,在一个时期内它没有受到应有的重视,主要是因为它的技术较为复杂。近几年来,由于脉冲功率技术的发展,人们认识到导轨炮的电感梯度与炮的规模无关,而在大比例尺寸的线圈炮中,电感梯度将有重大改进。近年来,人们对线圈炮的兴趣又开始浓厚起来。目前,线圈炮已与导轨炮并行不悖地发展着。

所谓的线圈炮,一般是指用脉冲或交变电流产生磁行波来驱动带有线圈的弹丸或磁性材料弹丸的发射装置。它利用驱动线圈和弹丸线圈间的磁耦合机制工作,本质上是一台直线电动机。

就一般情况而言,最简单的线圈炮是由两种线圈构成(图 3-1):一种是固定的定子,起驱动作用,称作驱动线圈(d),也可称炮管线圈;另一种是被驱动的电枢,称作弹丸线圈(p),其内装有弹丸或其它发射体。

驱动线圈和弹丸线圈的相对位置排列有两种形式,一种是轴线平行地排列,如图 3-1(a)所示,弹丸线圈在驱动线圈上面平行运动;第二种是轴线重合地同轴排列形式,如图 3-1(b)所示,弹丸线圈在驱动线圈内(或外)运动。

两种线圈结构可以是环形的或矩形的,也可以是其它形状的。当驱动线圈带有电流 I_d 、弹丸线圈携带电流 I_p 时,由经典电磁理论可知,两线圈电流的磁场与两电流相互作用,两线圈彼此施或受电磁力。由于驱动线圈是固定的,则弹丸线圈在电磁力作用下沿 x 坐标方向运动。两线圈处于适当位置时, I_d 产生的磁场 B 与弹丸线圈元 dl 的电流 I_p 作用,形成安培力 dF^p , 作用于弹丸线圈上, $dF^p = I_p dl \times B$, 对之积分使得整个弹丸线圈受的电磁力 F^p 。仅 F^p 的 x 方向分量 F_x 就能驱动弹丸线圈向 x 方向运动。 I_d 和 I_p 的流动方向决定于弹丸线圈受力方向,若两电流同向时,弹丸线圈受拉力,反之受推力。

虽然图 3-1(a)的排列有利于弹丸线圈携带和释放大质量的载荷(如航天器),但它与图 3-1(b)的同轴结构比较,至少有两点缺点:其一是磁耦合不紧密,因而它的效率低。这意味着若获得同样的 F_x 时,将要求更多的线圈和功率,其二是同轴排列不仅磁耦合紧密,而

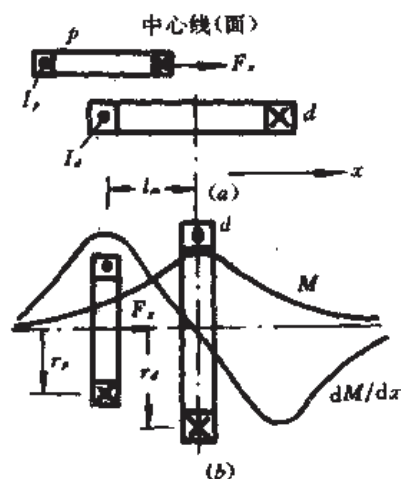


图 3-1 简单线圈炮的线圈排列、互感和互感梯度^[1]
(a)轴线平行排列;(b)同轴排列。

且由于结构轴对称,它具有良好的抗电磁力的机械强度,而不具备平面平行结构。所以,目前的线圈炮几乎全采用同轴结构。本章也主要介绍同轴型线圈炮。

对线圈炮弹丸加速力的计算,原则上有两种方法,即安培力方法和电感方法。首先考虑安培力方法。显然作用在弹丸线圈上的安培力含有纵向和横向两个分量,作用在每个载流导体元 dl 上的安培力形式也如上述,即

$$dF_z^0 = I_z dl \times B \quad (3-1)$$

一个线圈产生的离轴磁场需用有限椭圆积分(电流元的数值求和)来计算。因此用安培力方法计算,仅在有成现成的计算机软件或粗略估算时可行。之所以不能精确地计算是因为精确地计算磁场实属困难。另外,由于轴向磁场分量仅对线圈产生径向力,而人们仅对轴向加速弹丸的径向磁场分量感兴趣。即使求得 B 的空间和时间分布,若将其表示成径向解析式也有一定困难。因此安培力方法仅对概念分析有用。

其次,用电感方法分析作用在弹丸线圈上的加速力。这是一种有效的和能提供拓扑理解的方法。计算的依据是:力是储存能量在运动中的变化率,即在运动方向上的能量梯度。众所周知,储存在载流导体系统中的磁能和系统的电感有关($LI^2/2$),而电感是电路中每单位电流交链的磁通。在弹丸线圈和驱动线圈极靠近的系统中,此电感包括三项:驱动线圈的自感 L_d 、弹丸线圈自感 L_r 和它们之间的互感 M 。而在考虑能量时, M 项需要两次参与。因此线圈炮系统的总储能(理想情况)

$$W_m = \frac{1}{2} L_r I_r^2 + \frac{1}{2} L_d I_d^2 + M I_r I_d \quad (3-2)$$

由于弹丸线圈仅沿 x 方向运动,自感项磁能不变化,只互感项磁能随 x 变化。若不计其它能量损失,作用在弹丸线圈上的 x 方向加速力

$$F_x = \frac{dW_m}{dx} = \frac{dM}{dx} I_r I_d \quad (3-3)$$

这样,欲获得任一方向的加速力,只需测量或计算出弹丸线圈和驱动线圈间在那个方向上的互感梯度即可。使用电感模拟技术能容易地分析任何构型线圈炮的弹丸受力情况,只要仿照炮的结构弯曲导体或铝板做成类似的模型装置,然后用电桥在适当频率下测出互感作为弹丸线圈位置的曲线。关于轴线平行排列和同轴排列的两种构型的互感及其梯度定性地在图 3-1 中。从图上可看出,两种构型炮有类似的分布形状。

由于线圈形状和排列方式的差异,两种炮的 L_d 、 L_r 、 M 及其梯度也有差异。具体地说,若在图 3-1(a)所示的弹丸线圈上面还有一同样驱动线圈的双边矩形线圈结构,则通过傅立叶变换方法可以近似地得到^[2]

$$F_x \approx 3.5 \mu_0 I_d I_r \frac{(l_c^2 + b_c^2)^{\frac{1}{2}}}{l_c} \exp\left[-\frac{2(l_c^2 + b_c^2)^{\frac{1}{2}}}{l_c b_c} s(x)\right] \quad (3-4)$$

式中 l_c ——两种矩形线圈的长度;

b_c ——两种矩形线圈的宽度;

$s(x)$ ——两种线圈的距离,为 x 的函数。

在同轴结构中,若两个半径为 r_d 的驱动线圈间距是 x_0 时,则弹丸线圈的加速力

$$F_x \approx 3.5 \mu_0 I_d I_r \left(1 + \frac{\pi^2 r_d^2}{x_0^2}\right)^{\frac{1}{2}} \exp[-2s(x)/x_0] \quad (3-5)$$

当图 3-1(a)两线圈共轴和图 3-1(b)两线圈共面时,互感 M 最大,而互感梯度 dM/dx

$dx=0$, 其绝对值最小。互感梯度随 x 呈正负双峰值变化。把驱动线圈的中心线(面)到某一互感梯度峰值 $(dM/dx)_{\max}$ 的距离定义为“电感长度”, 用 l_m 表示之则 $l_m \leq r_d$ 。关于同轴结构的 $(dM/dx)_{\max}$ 和半径比 $\alpha_c (=r_p/r_d)$ 的关系定性表示在图 3-2 中, 电感长度的归一化值 $\delta_c (=l_m/r_d)$ 与 α_c 的关系也表示在其中。

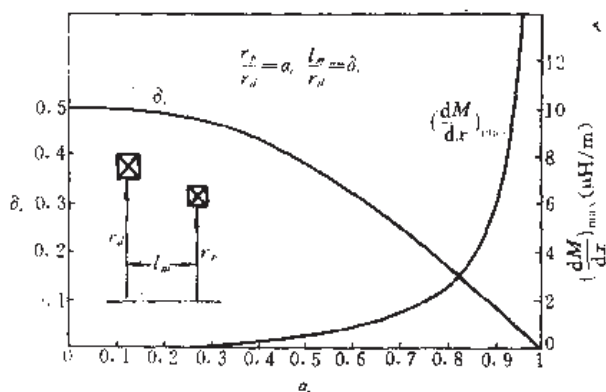


图 3-2 $(dM/dx)_{\max}$ 和 δ_c 与 α_c 的关系

图 3-1 给出的 M 和 dM/dx 随 x 变化的函数关系极为重要。从式(3-3)可知, 若弹丸线圈通过驱动线圈的中心线(面)后, 其加速力将反向(因为此时 dM/dx 值变负), 这为希望的同一方向加速弹丸线圈所不容许。为了使弹丸线圈能沿原方向加速而不出现减速力, 当它到达中心线(或面)后应使 I_d 或 I_p 之一去掉或反向。双峰值指出了力的方向和大小以及可利用的空间和时间间隔, 如果弹丸线圈的速度为 v_p , 则可利用的时间是 l_m/v_p 。如果 I_p 是直流, 则最有利的 I_d 应当是当弹丸线圈通过两峰值交界处时 I_d 同步振荡放电改变正负号, 即使用正弦电流, 使弹丸线圈接近驱动线圈时对它产生一拉力, 而离开驱动线圈时对它产生一推力。此外, 为了有效地加速弹丸, 驱动线圈单极性放电或脉冲持续时间应等于 l_m/v_p 。若使用一系列这样的驱动线圈加速弹丸时, 弹丸的速度将越来越高。当速度增加或电感长度减小时, 需要电流上升前沿更陡。为形成更短的或上升时间更快的电流脉冲和克服由高速度产生的反电压, 随着速度的增快驱动线圈应提供更高的电压。所以, 线圈炮的极限速度受线圈的绝缘和转换开关能承受住的电压所限制。

理论上, 若使两线圈的耦合系数 $k=1$, 则两线圈半径应相等。但在实际工作中, 人们希望驱动线圈的电流尽可能地大。由于导体许用电流密度的限制, 导致两线圈横截面增大, 有效半径变小, 耦合系数降低。解决这种矛盾的折衷方案往往很复杂。

提高加速力有两种途径: (1) 直接的方法是, 在弹丸线圈或驱动线圈内或同时在两线圈内增大电流。此举需否增大线圈截面积取决于热惯性、压力极限和绝缘强度等因素限制。当在单个弹丸线圈上的作用力超过弹丸的弯曲强度时, 对细长的弹丸需加增强用的衬套, 这将增大载重, 使有效载荷相对变小; (2) 另一个方法是在长弹丸(或发射体)上使用多个弹丸线圈, 同时也使用多个驱动线圈, 当每个弹丸线圈通过驱动线圈时都被驱动, 这样就不必增加线圈截面和加衬套, 并且能使推力沿弹丸长度均匀分布(图 3-3)。

线圈炮的驱动线圈放电驱动弹丸线圈应当同步, 即视不同的线圈炮结构, 使用相应的有效方法来保证弹丸线圈到达驱动线圈适当位置时驱动线圈能同步放电。

多数线圈炮的弹丸线圈不与驱动线圈接触。由于在驱动线圈内侧放置了良导体的导向板条, 携带电流的弹丸线圈运动时在导向板条内感生涡流, 涡流磁场对弹丸线圈产生推

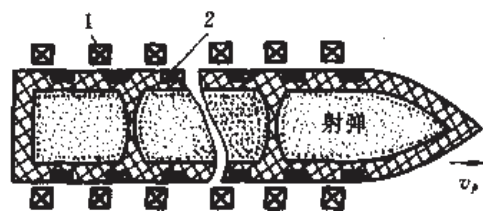


图 3-3 多线圈的细长射弹

1—驱动线圈；2—弹丸线圈。

斥型磁悬浮力，使之不与驱动线圈或板条接触。导向板条的另一功能是在意外扰动时，弹丸线圈仅与板条接触而不损坏驱动线圈。

线圈炮与导轨炮相比有许多优点和一定的缺点。其优点是：(1)弹丸(线圈)与炮管(驱动线圈)无机械接触。这就有可能把弹丸加速到极高的速度；(2)效率高。理论上，感应线圈炮的效率有 100% 的潜力；平均说来，各种线圈炮的实际效率均在 50% 以上，这比导轨炮的效率要高得多；(3)力学结构合理。因为圆筒形线圈能减少寄生力，提高了承压力的能力和许用极限，能经受住极高的环箍应力。又由于弹丸线圈可均布于弹丸，因此沿弹丸长度受力均匀；(4)能减小电流或提高加速力。由于多级线圈驱动，若获得与导轨炮同样的加速力时，驱动元件的电流大为减少；或者驱动电流与导轨炮相同时，加速力可提高 100 倍以上^[1]。这样不仅可避免兆安级大电流工作，而且尚可使用多电源沿炮管分散供电，故而避开了特大功率的电源和开关；(5)高阻抗。驱动线圈和开关上的能量损失少，开关技术易解决；电流小，电磁力破坏的可能性变小，高阻抗负载有更多的电源可用；(6)易于维修。部分地拆卸、维修某些线圈较方便；(7)炮口无电弧；(8)易按比例加大炮的规模。这不仅易实现大口径，也可使弹丸在炮管外面加速，如马鞍形弹丸线圈便可“骑”在驱动线圈外面被加速，这有利于发射大尺寸载荷(如航天飞机等)；(9)发射频率高且受控，甚至前弹丸未出膛便可装填和加速后面的弹丸；(10)特别适于发射大质量的射弹。

线圈炮的主要缺点是：(1)同步技术相对复杂；(2)当高速度时弹丸线圈电流往往很大，需要考虑过热带来的问题；(3)产生很高的感应电压或反电动势。因为同步要求的快速电流转换将产生感应电压。而携带电流的弹丸线圈高速运动要产生反电动势，而且速度越高反电动势越大，典型情况是 20km/s 时反电动势约 100kV。这样，弹丸线圈的电流和驱动线圈的反电动势均限制速度。引起过热的电流 I 和限制速度的反电动势 U 以及与 U 等效的阻抗，均在参考文献[4]的表格中以公式形式表示出，并与导轨炮的相应量进行了对比；(4)在大的冲击负荷情况下，弹丸加速力还受驱动线圈的机械强度限制。但实验发现了令人奇怪的现象，即弹丸线圈的存在将减小施于驱动线圈上的向外膨胀力，这与火炮膛内受力的情况恰好相反。

线圈炮的种类繁多，名称混乱，因而应对线圈炮进行科学分类，以利于研究和发展线圈炮。从驱动线圈和弹丸线圈间的电关联分类，线圈炮可分为两大类：一是两线圈间有直接电联系的线圈炮。例如，电刷换向型线圈炮；二是两线圈无直接电联系的线圈炮。例如，感应型和无刷换向型线圈炮。从基本工作原理看，所有线圈炮都按直线电动机原理工作。依据直线电动机的原理和电物理特性，可把线圈炮分为 5 类：(1)两线圈均为直流，类似导轨炮，此为直流直线电动机型，我们定名为螺旋线圈炮；(2)弹丸线圈携带直流，驱动线圈

使用交变电流,此为同步电动机型,我们称其为直流电枢分立驱动的线圈炮;(3)驱动线圈用脉冲电流分立激励,弹丸线圈电流是由此感生的,此为准直线感应电动机型,我们定名为同步感应线圈炮;(4)驱动线圈使用多相交流产生磁行波,借其滑差速度在弹丸线圈内感生电流,此为直线感应电动机型,通常称为异步感应线圈炮;(5)磁行波“拉”着磁化弹丸前进,此为另一种直线同步电动机型,定名为磁化弹丸行波炮。

由此可见,线圈炮(乃至导轨炮)都是从普通直线电机拓扑化而来的。各种线圈炮都可溯源于相应的直线电机。而直线电机是由普通旋转电机沿径向切开并拉直而成的,如图 3-4(a)所示。原旋转电动机的定子现在这里叫初级,即线圈炮的驱动线圈;原来旋转的转子现在这里叫次级,即线圈炮的弹丸线圈,故又称电枢。直线电机除次级变成直线运动外,还出现了始端和终端,它们对应线圈炮的炮尾和炮口。始端和终端存在端部效应,影响电机的性能。

就作用原理而言,和线圈炮有关的交流直线电机有两种:直线感应电动机和直线同步

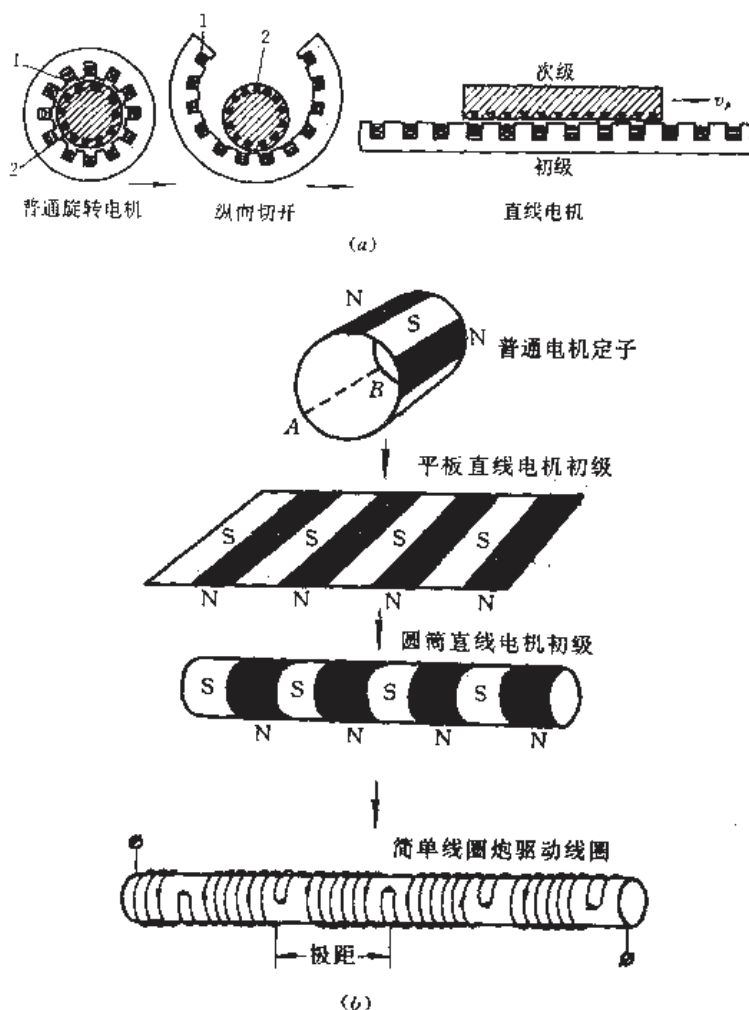


图 3-4 线圈炮的机理溯源

(a)从普通旋转电机到平板型直线电机;

(b)从旋转电动机定子到简单线圈炮驱动线圈。

1—定子;2—转子。

电动机。由旋转感应电机拓扑而来的直线感应电动机,它的直线前进的行波磁场是由旋转磁场展平而成的,其加速作用来自初级和次级场间存在的滑差。在直线同步电动机中,定子场也是由旋转磁场展平的直线行波磁场,但电枢是由直流激流的。对于直线感应电动机,次级电流是感应产生的,如果初级是一个,叫做单边直线感应电动机;如果有两个面对面的初级(次级在其中),则叫做双边直线感应电动机。根据初级和次级的相对长度,有短初级和短次级之分。在两种直线电动机中,根据需要有时也可以次级固定而初级运动。交流直线电动机有单相、双相、三相和多相之分。

就形状而论,直线电机除多数为平板型外,还有线圈炮常用的圆筒型的(又称轴向磁通电动机),它们分别对应于图 3-1(a)和(b)所示的线圈炮。把一普通旋转电动机定子绕组沿 AB 线切开,如图 3-4(b)所示,展成平板型电动机的初级,然后沿磁场运动方向的轴卷成圆筒型直线电动机的初级,把其上 N、S 极具体化,便成为单相驱动线圈的简单线圈炮炮管。在圆筒型直线电机中,次级(电枢)仍作直线运动。由于绕组被卷成圆形,电流成为“机内”环流。在用作线圈炮时,初、次级均弃掉铁磁材料,成为空心的。这样可避免磁饱和,提高炮的性能和减轻炮的重量。不存在平板型的侧端效应,但仍有纵向的端部效应。纵向端部效应是由于次级通过端部气隙的不均匀磁场时感应产生局部电动势引起的。总之,线圈炮的基本原理来自直线电动机,但并非所有结构直线电动机均可用作线圈炮,只有无铁的长初级圆筒型直线电动机可作线圈炮用。

3.1.2 磁悬浮浅论

磁悬浮能使弹丸悬浮起来运动而不与炮管驱动线圈接触,体现了线圈炮一大优点。然而迄今却很少有人专门论述线圈炮的磁悬浮问题。磁悬浮力有两种类型,一是推斥型磁悬浮,二是吸引型磁悬浮。

吸引型磁悬浮是利用两不同极性的磁体相互吸引的力,将某磁体吸引起来,然后悬浮运动。因此悬浮运动体必须是一极性分明的磁体。吸引型磁悬浮多用于地面运输的高速磁悬浮列车上。只要两物体磁极性存在,即使静止也可悬浮。显然线圈炮不便使用吸引型磁悬浮,应当使用推斥型磁悬浮。

推斥型磁悬浮又分两种情况:一种是弹丸线圈和驱动线圈电流反向时将出现的推斥力。弹丸线圈受的力与两线圈电流之积成正比,与两线圈间隙成反比,该力的纵向分量起加速作用,径向分量推斥弹丸居中;当受扰动弹丸向某方向偏移时,两线圈间距变小,弹丸线圈在这一侧所受推斥力比另一侧的大,这有助于弹丸线圈复位。另一种是利用涡流产生推斥力。当扰动力远大于因两线圈靠近而增大的推斥力时,或者在其它情况下,就应当使用感生涡流产生的推斥力——线圈炮主要使用的悬浮力。

所谓感应涡流推斥型磁悬浮,是基于电磁感应原理。当一个运动的磁体(磁化材料或闭合载流体)在一个良导体的金属板附近运动,它的磁场在金属板上垂直掠过的,金属板被感生涡流。此涡流产生的磁场与磁体磁场同极性,相互作用彼此受到推斥力作用。若金属板固定,则运动磁体被推斥力作用而悬浮起来。可见推斥悬浮只有在相对运动时存在,这正适合线圈炮的情况,而且不受弹丸线圈和驱动线圈电流方向限制。涡流悬浮的具体措施是在线圈炮驱动线圈阵(炮管)内壁纵向放置良导体金属导向板条(有时或者放置梯状网络或单个短路线圈)。运动的弹丸线圈内的电流磁场将在这些导向板条内感生涡流使本

身悬浮,避免与驱动线圈接触。必须指出,弹丸线圈的速度越高,感生的涡流及其磁场越强,排斥悬浮力亦越大。同理,弹丸某侧越靠近导向板条缩小间距时,弹丸这侧受的排斥力亦越大,排斥力总使它返回中心线位置。导向板条(梯状网络或单线圈)是沿炮管驱动线圈内侧全长度对称排布,弹丸线圈在运动的全过程均受排斥力作用。

但是,导向板条内感生的涡流将对弹丸线圈产生一制动力,称做磁阻力 F_{ms} 。此外,弹丸线圈电流对应一输入功率 P_{π} ,而 P_{π} 对应的力是 P_{π}/v_p 。托起一质量为 m 的磁体(弹)所需的力是 mg (此处 g 为重力加速度)。依据这些量可定义磁悬浮品质因数

$$G_t \stackrel{\text{def}}{=} \frac{mg}{F_{ms} + P_{\pi}/v_p} \quad (3-6)$$

此外,衡量悬浮品质的另一参量叫悬浮刚度 S_t ,

$$S_t \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\partial F_t / \partial x}{|F_t|} \quad (3-7)$$

式中, F_t 是沿轴向坐标 x 分布的悬浮力;而 S_t 表示悬浮的弹性,即运动物体的颤动程度。 G_t 大时 S_t 亦大;反之亦然。

正如上述,导向板条内的涡流除对弹丸线圈产生排斥悬浮力外,同时对弹丸线圈施一制动的磁阻力,这是由于感生的涡流消耗了部分能量的结果。尽管如此,采用这种磁悬浮乃是线圈炮弹丸悬浮的最有效方法,而且方法简单,造价低廉。设运动的磁体磁场为 B_m ,则在导向板条内感生的涡流密度 J_s 和磁场 B_i 可以用下列方程求出^[2]

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times J_s &= -\sigma(v_p \cdot \nabla)(B_i + B_m) \\ \nabla \times B_i &= \mu J_s, \quad \nabla \times B_m = 0 \\ \nabla \cdot B_i &= 0, \quad \nabla \cdot B_m = 0 \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

此处的 μ 是非铁磁导向板条材料的磁导率,近似等于真空磁导率 μ_0 ; σ 是导向板条的电导率。从方程(3-8)中消去 J_s ,给出一个关于 B_i 的方程

$$\nabla^2 B_i - \mu_0 \sigma v_p \cdot \nabla B_i = \mu_0 \sigma v_p \cdot \nabla B_m \quad (3-9)$$

采用无量纲形式,近似地获得其解

$$B_i \approx \frac{\mu_0 \sigma v_p l_f B_m}{1 - \mu_0 \sigma v_p l_f} \quad (3-10)$$

式中 l_f ——典型的场梯度长度。

我们定义“有效速度”

$$v_{ef} \stackrel{\text{def}}{=} \mu_0 \sigma v_p l_f \quad (3-11)$$

对于低速度($v_{ef} \ll 1$)。此时 $B_i \approx v_{ef} B_m$ 和 $J_s \approx v_{ef} B_m / (\mu_0 l_f)$ 。导向板条每单位面积的平均排斥(升)力

$$\frac{dF_t}{dA} \approx J_s B_m l_f \approx v_{ef}^2 \frac{B_m^2}{\mu_0} \quad (3-12)$$

导向板条每单位面积产生的制动(磁阻)力

$$\frac{dF_{ms}}{dA} \approx \frac{J_s^2 l_f}{\sigma v_p} \approx v_{ef} \frac{B_m^2}{\mu_0} \quad (3-13)$$

可见,对于低速度, $F_t \propto v_{ef}^2$ (或 v_p^2), $F_{ms} \propto v_{ef}$ (或 v_p), 并且它们都正比于 B_m^2 (或弹丸线圈电流平方)和磁体压力。如果使用超导弹丸线圈磁体,因它具有更高的 B_m 值和电流密度,所以它有更强大的排斥悬浮力。

在 $v_{ef} \approx 1$ 的情况下, 方程(3-10)的分母趋近于零。此时磁阻力 F_{md} 有极大值, 然后随 v_{ef} 增加而减小。

对于高速度 ($v_{ef} \gg 1$)。B_z 可写成 $B_z \approx -[1 - 0(v_{ef}^{-1})]B_m$ 形式^[2], 这意味着

$$\left. \begin{aligned} \frac{dF_l}{dA} &\approx [1 - 0(v_{ef}^{-1})] \frac{B_m^2}{\mu_0} \\ \frac{dF_{md}}{dA} &\approx (v_{ef}^{-1}) \frac{B_m^2}{\mu_0} \end{aligned} \right\} \quad (3-14)$$

也就是说, 当制动力减小时排斥(升)力接近一渐近线值。在式(3-14)中存在一个难解点, 必须进行代换。由于存在趋肤效应, 在模拟中发现 l_f 与速度相关, 故用 l_f 表示固定长度(如悬浮体或磁体的长度), 则 $l_f \approx [l_f / (\mu_0 \sigma v_p)]^{\frac{1}{2}}$ 。这样, 对于 $v_{ef} = \mu_0 \sigma v_p l_f \gg 1$ 时, 则有 $v'_{ef} \approx (\mu_0 \sigma v_p l_f)^{\frac{1}{2}} \stackrel{\text{def}}{=} (v_{ef}')^{\frac{1}{2}}$ 。因此

$$\frac{dF_l}{dA} \approx (1 - 0(v_{ef}')^{-\frac{1}{2}}) \frac{B_m^2}{\mu_0} \quad (3-15)$$

$$\frac{dF_{md}}{dA} \approx (v_{ef}')^{-\frac{1}{2}} \frac{B_m^2}{\mu_0} \quad (3-16)$$

在高速度情况下, 排斥力与制动力之比 $F_l/F_{md} \approx (v_{ef}')^{\frac{1}{2}}$ 。可见 $v'_{ef} = \mu_0 \sigma v_p l_f$ 之值大有利于提高磁悬浮性能, 因此希望速度 v_p 尽可能高, 导向板条的电导率 σ 尽可能大, 磁体长度(或悬浮体高度) l_f 也尽可能地长。上面的分析, 一般地证明了为什么磁悬浮在高速度时最有效。这一点从图 3-5 中能清楚地看到, 高速度时的排斥(升)力和制动力与低速时大不一样, 图中相对的力是以最高速度时排斥悬浮力为基准的相对值。

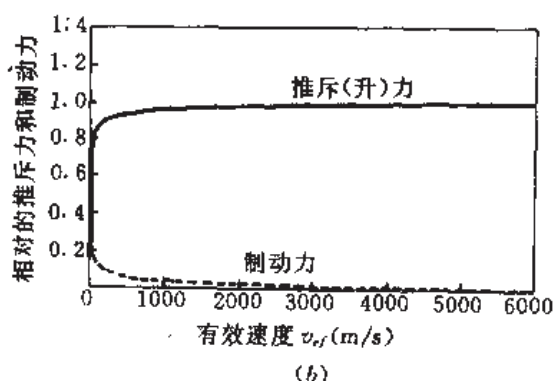
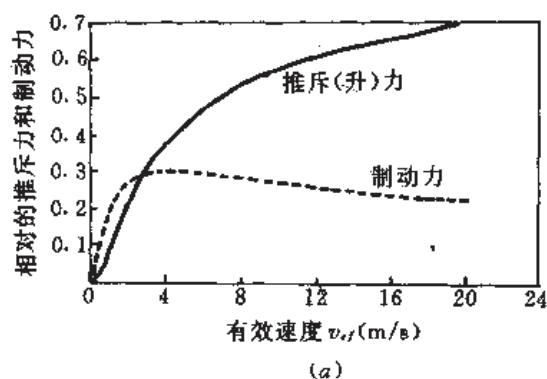


图 3-5 排斥磁悬浮力与速度的关系^[2]

(a) 低有效速度情况; (b) 高有效速度情况。

3.1.3 设计原则

一、基本关系式

电磁炮实质上是一个直线电动机,因此可把它分成同极的和异极的。在同极电磁炮中,磁场的极性不变。第二章所介绍的导轨炮就属于这种情况,它由电源、开关、导轨和电枢组成。在异极电磁炮中,磁场极性是交变的,本章讨论的线圈炮就属于这一类,它的炮管和弹丸均由相互耦合的线圈组成。

首先研究对这两种炮都适用的普遍关系。理想的情况,一是用尽可能短的炮管达到给定的炮口速度,这意味着在材料强度允许的情况下加速度应当尽可能地大,甚至达到 $5 \times 10^6 \text{ m/s}^2$;二是弹丸或电枢应能经受住适当冲击的机械、电磁和热应力的作用。为了区分各种应力的影响,应当确定它们传播速度的量级。机械应力以超声速在固体中传播,其速度在 10^3 m/s 量级。因为所考虑的材料都是良导体,电磁的和热的应力传播可用扩散方程控制。引入特征长度 l_a (典型的是 1 cm 量级) 和扩散率 α_s , 则扩散速度 $v_s = \alpha_s / l_a$ 。而电磁应力的扩散率 $\alpha_m = (\sigma \mu)^{-1}$, 以此计算的电磁应力扩散速度为 1 m/s 量级。若用 λ_t 表示导热率和用 c_1 表示每单位体积的比热, 则热扩散率 $\alpha_t = \lambda_t / c_1$, 以此计得的热应力传播速度为 10^{-2} m/s 量级。

机械的、电磁的和热的应力传播速度间存在很大差别,因而可做如下合理假设:机械应力首先立即产生;其次是电磁应力的产生;最后全部的热量消耗在一趋肤深度内和被该部分吸收,即热过程是绝热的。基于这些考虑,可用弹丸和电枢的单位体积来推导某些通用的关系式。如果忽略摩擦损失,则电枢(含弹丸线圈)从后膛到炮口的动能增量 ΔW_k 等于电磁力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 在整个炮管长度 l_g 上所做的功,即

$$\Delta W_k = \frac{1}{2} v_m \rho_a (v_{mf}^2 - v_{m0}^2) = \int_0^{l_g} \mathbf{J} \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}_g \quad (3-17)$$

式中 ρ_a ——电枢(含弹丸线圈)导体质量密度;

v_m ——全弹与电枢的质量比。

消耗在导体上的能量^[5]

$$W_{ac} = \frac{J^2 l_g}{\sigma(v_{mf} + v_{m0})/2} = c_1 \theta_s \quad (3-18)$$

式中 θ_s ——超过周围环境的温升。

在均匀电流分布和矢量 \mathbf{J} 、 \mathbf{B} 和 $d\mathbf{l}_g$ 相互垂直取向的条件下,可消去 \mathbf{J} 并获得

$$(v_{mf}^2 - v_{m0}^2)(v_{mf} - v_{m0}) = \frac{2\sigma c_1 \theta_s \bar{B}^2 l_g}{v_m^2 \rho_a^2} \quad (3-19)$$

此式中的磁感应强度 \bar{B} 应赋予一平均值。

很明显,在 $v_{m0} \rightarrow 0$ 的极限情况下,炮管长度随炮口速度 v_{mf} 的立方而增加。现在可以通过最大许用机械应力 $[\sigma]_m$ 与作用在电枢导体单位面积上的力的关系得到一个数值的估计。令

$$[\sigma]_m = J_s \bar{B} = \frac{\bar{B}^2}{\varphi_0 \mu_0} \quad (3-20)$$

式中 J_s ——电枢导体面电流密度;

φ_0 ——无量纲因子,取决于几何结构,永远 $\varphi_0 < 1/2$ 。

于是,由式(3-19)得到弹丸的炮口速度

$$v_{yf} = \left(\frac{2\sigma c_1 \theta_e \varphi_0 \mu_0 [\sigma]_m l_g}{v_{ps}^2 \rho_a^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3-21)$$

若使用冲压成形的坚硬无氧铜作电枢材料,允许温升 $\theta_e = 800\text{K}$ (为熔化温度的80%),并令 $[\sigma]_m = 2.5 \times 10^8 \text{Pa}$ 、 $\rho_a = 8.93 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ 、 $\sigma = 10^7 \text{S/m}$ 、 $c_1 = 3.47 \times 10^6 \text{JK}^{-1}\text{m}^{-3}$ 、 $\varphi_0 = 0.35$,则式(3-21)简化成仅与 l_g 、 v_{ps} 有关:

$$v_{yf} = 4.26 \times 10^3 \left(\frac{l_g}{v_{ps}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3-22)$$

因此,若使 $v_{yf} = 10 \text{km/s}$ 时,当 $v_{ps} = 1$,炮管长 $l_g \approx 13 \text{m}$,此时的平均加速度为 $3.86 \times 10^6 \text{m/s}^2$ 。

一旦炮管长度确定,就能用式 $J_s = \delta_e J = [\sigma]_m / \bar{B}$ 和式(3-17)、(3-19)、(3-20)求出电枢导体的厚度

$$\delta_e = [\sigma]_m \frac{l_g}{\Delta W_k} = \frac{v_{ps} \rho_a (v_{yf} - v_{p0})}{\varphi_0 \mu_0 \sigma c_1 \theta_e} \quad (3-23)$$

引入铜导体的有关物理参量值,得简化形式

$$\delta_e = 2.56 \times 10^7 \frac{v_{ps}}{\varphi_0} (v_{yf} - v_{p0}) \quad (3-24)$$

热限制也以较低程度影响电磁炮的效率。如果用 W_{kf} 代表弹丸和电枢的炮口动能,则电枢导体的体积

$$V_{ac} = W_{kf} / \left(\frac{1}{2} v_{ps} \rho_a v_{yf}^2 \right) \quad (3-25)$$

电枢的欧姆损失

$$W_{ia}^e = c_1 \theta_e V_{ac} = c_1 \theta_e \frac{2W_{kf}}{v_{ps} \rho_a v_{yf}^2} \quad (3-26)$$

如果用 ψ 表示含炮管在内的总欧姆损失 (W_{ia}^{t+b}) 与电枢欧姆损失之比,则有

$$W_{ia}^{t+b} = 2\psi c_1 \theta_e \frac{W_{kf}}{v_{ps} \rho_a v_{yf}^2} \quad (3-27)$$

由于在分布能源(线圈炮亦多用)情况下欧姆损失占主导,故电磁炮的效率

$$\eta_{em} = (1 + W_{ia}^{t+b} / \Delta W_k)^{-1} \quad (3-28)$$

以上分析不涉及炮的种类、结构和电源,仅说明电磁炮的一些性能与炮物理参量的关系。可作为所有导轨炮和线圈炮的设计指导思想。

二、理想线圈炮模型

在单级(两个单线圈)的线圈炮中,作用在弹丸线圈上的力,其有效距离范围小于一个线圈的直径。倘若用的线圈直径是 5cm ,则炮管长度 $l_g \approx 5 \text{cm}$;使用 $v_{ps} = 1$,从方程(3-22)计算的这种单级炮的速度 $v_{yf} = 1.57 \times 10^3 \text{m/s}$ 。为了获得更高的速度,需要多线圈结构的线圈炮,即炮管由一系列驱动线圈组成,在工作时随弹丸线圈前进同步地激励这些驱动线圈。另外,单个弹丸线圈的运动是不稳定的,易横向偏移和翻滚,因此应在弹丸上放置多个弹丸线圈(图 3-3)或长套筒,而长套筒或管状弹丸是多弹丸线圈的极限情况。此外,从材料强度限制的观点考虑,应力在时间和空间上的分布应当尽可能地均匀。满足以上要求的线圈炮结构应当像图 3-6(a)那样,即驱动线圈是多相形式,以便在有限范围内建立起一个

电磁行波波包。类似地,弹丸上的分立线圈用连续的管状导体代替,使它的长度恰好等于若干个波长。这样,两个具有若干波长的系统相互作用便产生推力,具体地说,推力是由沿纵向正弦分布的两个角向电流系统相互作用产生的。必须适当地选择作用于炮管第一段上的管状弹丸电流和弹丸厚度,以使电流在其内衰减的时间比弹丸在炮管内的渡越时间长。

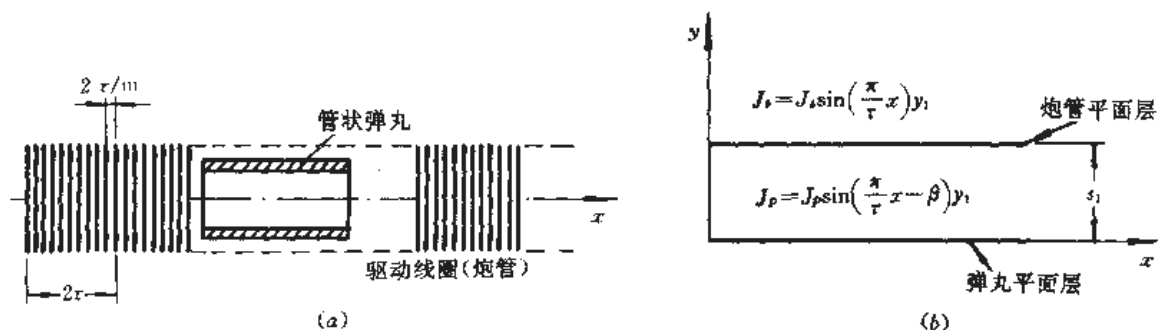


图 3-6 典型线圈炮计算用图
(a)多相驱动线圈和管状弹丸;(b)平面层模型。

至此,线圈炮的设计可以使用常规电机的理想模型,即把炮管和管状弹丸内的实际电流分布减薄成导体厚度趋于零的面电流层。还有在许多实用的重要情况中,我们可以忽略导体的曲率并把它当作平面层对待,因此得到图 3-6(b)所示的模型。

在一个波系作用到弹丸上时,炮管上的电流分布遵循

$$J_0 = J_0 \sin\left(\frac{\pi}{\tau}x\right)y_1 \quad (3-29)$$

式中 J_0 ——炮管导体上的面电流密度;

τ ——炮管上的极距;

y_1 ——单位矢量。

弹丸上的电流分布遵循

$$J_p = J_p \sin\left(\frac{\pi}{\tau}x - \beta_0\right)y_1 \quad (3-30)$$

式中 J_p ——弹丸导体上的面电流密度;

β_0 ——初始相位角。

通过解麦克斯韦方程,得到 J_0 产生的磁场强度 H_0 在 x 坐标上的分量和 B_0 在 z 轴上的分量^[8]:

$$H_{0x} = -\frac{J_0}{2} \sin\left(\frac{\pi}{\tau}x\right) \exp(-\pi s_1/\tau) \quad (3-31)$$

$$B_{0z} = \mu_0 \frac{J_0}{2} \cos\left(\frac{\pi}{\tau}x\right) \exp(-\pi s_1/\tau) \quad (3-32)$$

作用在位于等效距离 s_1 的管状弹丸单位表面上的力

$$F_{y1} = J_p \times B_0 = \mu_0 J_p \frac{J_0}{2} \exp(-\pi s_1/\tau) \sin\left(\frac{\pi}{\tau}x - \beta_0\right) \cdot \left[\cos\left(\frac{\pi}{\tau}x\right)x_0 + \sin\left(\frac{\pi}{\tau}x\right)z_0\right] \quad (3-33)$$

F_{y1} 的平均值

$$\bar{F}_{y1} = -\mu_0 J_s \frac{J_b}{4} \exp(-\pi s_1/\tau) (\sin\beta_0 \cdot x_0 - \cos\beta_0 \cdot z_0) \quad (3-34)$$

使这个力的密度与最大许用应力 $[\sigma]_m$ 相等,则有

$$J_s = \frac{4[\sigma]_m}{\mu_0 J_b} \exp(\pi s_1/\tau) \quad (3-35)$$

用炮尾到炮口的速度积分牛顿定律表达式,得到

$$\begin{aligned} v_{ps} \rho_a (v_{pf} - v_{p0}) &= \frac{(\bar{F}_{y1})_s t_a}{\delta_s} = \frac{2(\bar{F}_{y1})_s c_1 \theta_s \delta_s \sigma}{J_s^2} \\ &= \mu_0 J_s \exp(-\pi s_1/\tau) \theta_s \delta_s \sigma c_1 \sin\beta_0 / (2J_s) \end{aligned} \quad (3-36)$$

上式推导中使用了 $c_1 \theta_s = J_s^2 t_a / \sigma = (J_s / \delta_s)^2 t_a / \sigma$ 的关系。把式(3-35)的 J_s 值代入到式(3-36),可得

$$J_b^2 = \frac{8 v_{ps} \rho_a (v_{pf} - v_{p0}) [\sigma]_m}{(\mu_0^2 c_1 \theta_s \sigma \sin\beta_0) \delta_s \exp(-2\pi s_1/\tau)} \quad (3-37)$$

假定炮管和管状弹丸间的间隙为 s_c (通常 $s_c \leq 1\text{mm}$), 则电流层间的等效距离 s_1 是炮管和弹丸导体厚度 δ_b 和 δ_s 的函数

$$s_1 \approx s_c + \frac{\delta_b + \delta_s}{2} \quad (3-38)$$

把 s_1 值引入式(3-37)可知,当 $\delta_s = \tau/\pi$ 时 J_b 达到最小值。因此由式(3-36)得到

$$\frac{J_b}{J_s} = \frac{2\pi v_{ps} \rho_a (v_{pf} - v_{p0})}{\tau c_1 \theta_s \mu_0 \sigma \exp(-\pi s_1/\tau)} \quad (3-39)$$

在此式推导中使用了 $\delta_b = \delta_s$ 并忽略了 s_c , 还使用了 $\pi s_1/\tau \approx 1$ 。对式(3-36)解 δ_s , 得到

$$\delta_s = \left[\frac{J_b \exp(-\pi s_1/\tau)}{2J_s} \sin\beta_0 \right]^{-1} \cdot \left[\frac{v_{ps} \rho_a (v_{pf} - v_{p0})}{\mu_0 \sigma c_1 \theta_s} \right] \quad (3-40)$$

对于图 3-6(a)所示的线圈炮,无量纲因子

$$\varphi_0 = J_b \sin\beta_0 \exp(-\pi s_1/\tau) / (2J_s) \quad (3-41)$$

把这个值与导轨炮的相应值进行比较很重要。在导轨炮情况,有

$$J_b = J_s = B \varphi_0 / \mu_0 \quad (3-42)$$

对于理想的圆口径结构导轨炮,式(3-42)中的 $\varphi_0 = 1/2$ 。为了在线圈炮中获得和导轨炮同样的 δ_s 值,要求

$$\frac{J_b}{J_s} = \sqrt{2} \exp(\pi s_1/\tau) \quad (3-43)$$

当把 $\pi s_1/\tau \approx 1$ 代入上式时, $J_b/J_s \approx 3.83$ 。

因为当保持 $\delta_b = \delta_s$ 时需要在炮管上调节一个很大的 J_b 值(这将是困难的),以及因为 δ_b 值大将增加 s_1 和减少驱动线圈、弹丸间的磁耦合,所以从式(3-40)可得出以下结论:线圈炮的运动导体的厚度必须大于导轨炮运动导体的厚度。又由于线圈炮强耦合要求弹丸线圈直径至少在 5cm 以上和出于稳定性考虑弹丸长度至少应为一个波长,这就导致线圈炮弹丸应当比导轨炮弹丸重得多。

以上仅代表性地建立了线圈炮的理想模型,以此作为分析的基础。关于与这个模型的偏离情况,可参见文献[5]的详细讨论。上面讨论的设计线圈炮(乃至导轨炮)的概要方法适合一般情况,即也适用于线圈电流时间、空间分布非正弦的情况。完整的设计尚包括:时

间相关的三维电磁、机械和热应力分析；功率调节；弹丸与波包间的同步控制；以及纵向和横向的稳定性。

三、影响线圈炮效率的因素

线圈炮使用比导轨炮低的电流工作，具有相对高的效率。虽然它的高效率源于绕组线圈积累的总欧姆损失($I^2 R t$)的减少，但尚需考虑以下诸影响因素。

首先是磁耦合。驱动线圈与弹丸线圈的磁耦合紧密程度对总效率有重大影响。线圈炮的磁耦合由两方面因素决定，一是线圈的径向宽度和结构，二是轴向的耦合区长度。实际上驱动线圈所产生的磁通不能全部耦合到弹丸线圈内。我们把耦合的磁通叫互感磁通，不能耦合的称为漏磁通。线圈炮和普通电机不同，它是不用铁磁材料的空心结构机器，通常漏磁通和互感磁通数量几乎相差无几。因此，为了减少磁通损失，在发热和应力允许的条件下，应尽量使线圈的径向宽度最小。另一种提高耦合效果的方法就是使磁通或驱动线圈激励区域局部化。

不像旋转电机，所有转子和定子绕组同时全部地连续激励；在线圈炮中，只要求弹丸线圈与它所对应的驱动绕组长度间有效地进行磁通耦合便可，驱动绕组的其它部分不必同时激励，也就是说在线圈炮的工作中采用局部激励，驱动线圈的激励长度通常比弹丸线圈长大约一个炮口直径。由于局部激励，使欧姆损失大为降低。我们广义地把炮管线圈的局部激励区与弹丸线圈间的磁耦合过程定义为换向(或转换)。显然线圈炮都是局部换向。可见，线圈炮换向有两个涵意：一是控制激励区的转换；二是使互链的和漏的联合磁通进入或离开线圈炮，即磁通转移机制。若在给定的激励长度上要求有一高的磁通转移速率时，则这两个机制是相关联的。

若把换向看作与漏磁通有关的能量回收(图 3-7)，则能量回收可以是局部事件，是从运动的激励区后沿连续地回收漏磁通的能量。因此，局部换向也是从运动的激励区回收能量的过程。尽管局部激励比全部激励损失的能量少，但毕竟要有一部分能量损失在激励区。例如一个电刷换向的 9MJ 线圈炮，损失在激励区的能量约为 200kJ；但这比全部激励的导轨炮的损失小得多。

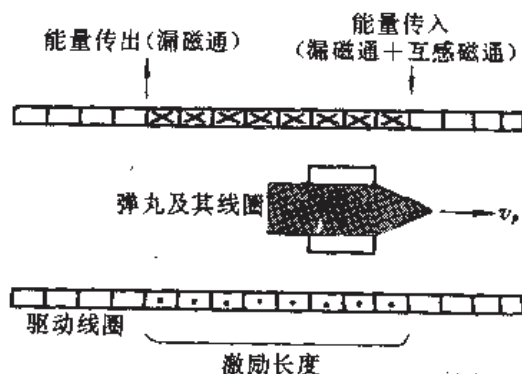


图 3-7 线圈炮换向过程能量转移原理^[8]

除磁耦合和激励方式对效率有影响外，炮的规模和速度对效率也有影响，增大炮的尺寸和发射速度，将能提高效率。这是因为大尺寸的炮易做到紧密的磁耦合；高速度所用的发射时间短，激励时间短，损失小。由此可联想到发射效率与时间常数(L/R)对发射时间

的比有关,因为此比值直接地反映了发射速度和炮的尺寸,即发射效率是速度和炮的尺寸的函数。

在线圈炮中,所有的换向方案都和磁场能量转移有关。磁场能量转移又涉及线圈炮绕组使用的电压 U 和电流 I ,这种电压和电流的乘积往往比炮口动能相关的机械功率高许多倍,这就引起线圈炮的功率因数问题。线圈炮的功率因数与常规交流磁设备(如交流发电机或变压器)的功率因数类似。常规交流磁设备的功率因数是有功功率 P 和视在功率 S 的比,引入无功功率 Q 后, $S=UI=(P^2+Q^2)^{1/2}$ 。因此,功率因数 $PF=P/(P^2+Q^2)^{1/2}$ 。无功功率与磁场有关。在理想设备中 $PF=1$,一般情况下 $PF<1$ 。

上述的功率因数概念完全可推广到线圈炮中,即线圈炮的功率因数

$$PF = \frac{F_z v_z}{I_m U_m} \quad (3-44)$$

式中, U_m 、 I_m 分别为线圈的峰值电压和电流。功率因数低意味着加在绕组上的视在电功率将大大超过发射用的机械功率。由于绕组电流增大,势必加大欧姆损失,或多或少地影响系统效率。

若不涉及焦耳热问题,线圈炮的设计主要被绕组能承受的最大电压和电流所限制。因为电流对线圈产生峰值应力,电压有可能击穿线圈的绝缘介质。结果,线圈被峰值伏安数所限定。因此,功率因数也是表征线圈炮性能的一个重要参量。应当注意,伏安积与绕组匝数无关,仅是线圈几何结构和换向方式的函数;严格地说,功率因数的大、小仅与耦合时的漏磁通数量少、多有关,与局部的还是全部的换向无关;若忽略绕组电阻时,功率因数与效率无关,一个低功率因数(≈ 0.1)的高效线圈炮的效率也能超过 90%,但由于功率因数低,绕组必须承受 10 倍机械功率的伏安积(UI)。

对于多数暂态工作的线圈炮,功率因数概念尚须扩展到非均匀功率传递的影响。此时的功率因数^[6]

$$PF = f_M \xi_c \frac{\Phi_m}{\Phi_m + \Phi_l} \quad (3-45)$$

式中 Φ_m ——互感磁通量;

Φ_l ——漏磁通量;

f_M ——有效载荷系数(弹丸与弹丸加弹丸线圈的总质量比);

ξ_c ——非均匀功率传递系数(平均加速度与峰值加速度之比)。

此式虽不能作为定量计算的精确公式,但可用来评价线圈炮性能。

线圈炮的研究一直集中在高效率工作上,从最初命名的“质量驱动器”开始到后来的脉冲感应线圈炮乃至现代的超导猝熄炮(*quenchgun*),都可以归入某种局部换向形式。局部换向能限制激励区从而提高效率。但局部换向往往需要无功功率,导致功率因数劣化,使炮在重量、尺寸、成本以及换向设备上的能量损失诸方面要付出一定的代价。

3.1.4 换向

前面已定义了“换向”(或转换);具体地说,换向就是激励驱动线圈并使之同步地与弹丸线圈进行磁耦合的过程。

线圈炮与导轨炮不同,一是炮管各驱动线圈的电流必须及时地接通或断开;二是换向

必须与弹丸位置同步。因此,换向成为线圈炮的一大特点和必备的技术。换向过程实质分为三步,即接通电流、转换电流和断开电流。换向方式根据各种线圈炮工作方式不同而异。全面考虑,换向方式有运动感应换向、开关转换和外电压换向三大类。

一、典型的运动感应换向

就其原理而言,大多数线圈炮的换向都使用运动感应换向原理。所谓运动感应换向,意指利用弹丸线圈磁场的运动提供局部换向所需的无功功率,以此来完成局部换向。正如前述,局部换向需要足够的无功功率,以便把漏磁通转移进和转移出炮的线圈绕组。这虽然可以用外加电源方法实现(见下文),但那将导致功率因数降低,线圈要承受更大的无功功率。使用运动感应换向,只要适当地选取弹丸线圈激励,能做到互感磁通和漏磁通的变化相等。这样,使用适当的转换方式,弹丸线圈的运动就能在激励区的后沿感应地消去电流^[6]。这种换向的优点是不需外加无功功率调节元件,从表面上看炮的功率因数可接近1,进入线圈的功率接近机械功率。

最典型的运动换向是电刷换向,如图3-8(a)所示。弹丸线圈装有换向电刷和馈电电刷,前者与驱动线圈触点接触,后者与馈电导轨接触。两种线圈的电流值相等,但前、后弹丸线圈电流方向相反。电刷换向线圈炮的换向机理和过程如下:由于运动弹丸线圈的磁场能在炮管线圈短路匝内感应出电压,致使短路匝内的电流上升或下降。弹丸线圈前部的磁场对短路匝感应的电压使激励区前沿短路匝的电流上升;弹丸线圈尾部磁场对短路匝的感应电压使激励区后沿短路匝电流下降。换向电刷后沿的剩余电流在电路被断开的瞬间已变得很小,以致电弧也极小。其实,这种换向的目的就是在激励区最后匝短路时使其内的电流减少至零或最小,与换向有关的磁能仅极少部分损失在火花放电上,绝大多数将通过磁耦合转移到电路的其余部分线匝内。

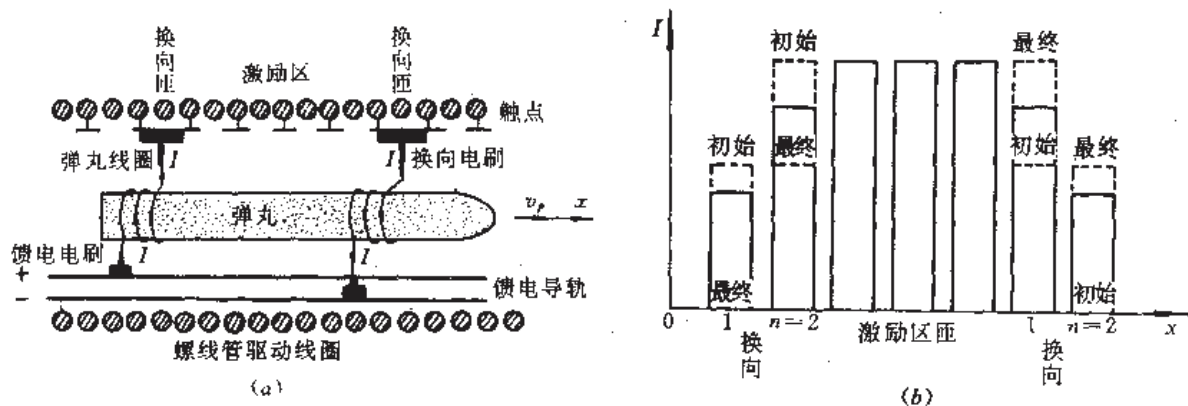


图3-8 运动感应换向实例——电刷换向

(a)电刷换向原理示意;(b)两匝换向炮管电流分布。

电刷换向的实质是:弹丸线圈的运动为在短路匝内产生感应电压提供了需要的变化磁通,使短路匝产生感应电压;每一前电刷前沿起一闭合开关作用,通过对匝的短路把一些匝孤立出来;而每一后电刷后沿起一断路开关作用,通过短路移动,把一些匝归还给原电路。

对于图3-8(a)所示的电刷换向,感应电压产生的换向和加速的磁力必须同时工作,因

此只有一种可能的空间排列:短路匝必须设置在弹丸线圈的前面。这样也就决定了电刷的位置,即电刷的位置应使匝短路出现在弹丸线圈的前面。在炮管线圈内的电流分布表示在图 3-8(b)中,这是根据图 3-8(a)的两匝换向情况绘制的。当弹丸线圈前进一个螺距时,换向电流从一初始值变化到一最终值,这最终值恰好等于它后面邻近匝的初始值。这个过程随弹丸线圈向前运动每一螺距都重复出现,直到弹丸到达炮口为止。

二、外部开关转换

开关转换换向是线圈炮常用的方法之一,特别在那些分立驱动线圈的炮中。在驱动线圈电路放置闭合或断路开关,开关与弹丸同步动作。常利用电路电流过零的特点,使开关在零电流时动作,这既可简化和降低对开关的要求,又可以减少能量损失。这是把感应换向的职能简化成:在电流自过零时的接通和然后断开。因此,使用可控硅固态开关换向的、两种线圈各用不同电源和互不接触的那种线圈炮,也可视为是运动感应换向(详见 3.3 节)。关于外开关换向的原理和技术,在以下各节的讨论中将加深理解和认识。

三、猝熄(失超)炮

这是对超导线圈而言的。可以预言,高温超导材料问世将使电磁炮的面目一新。超导的电感储能器、旋转机和线圈炮线圈将使电磁炮变得简单、尺寸小、重量轻和效率高。届时的新电磁炮具有这些特点:可使用慢充电的电磁装置作为功率压缩电路的一部分;使用永久电流线圈提供激励场;事先感应产生的弹丸线圈(或电枢)电流在发射期间不衰减;可利用从超导到常规状态的过渡进行换向或电流转换。图 3-9 所示的猝熄炮就是这种新型电磁炮的一例,它是由亨利·科尔默(Henry Kolm)提出的。

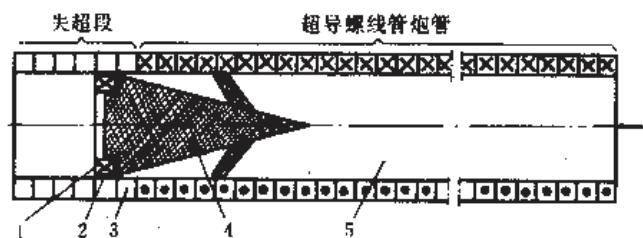


图 3-9 螺线管猝熄线圈炮

1—超导弹丸线圈;2—短路面;3—正在失超的线圈;4—弹丸;5—磁场空间。

超导猝熄炮工作和换向原理简单。通过适当地选取材料,把线圈炮的时间常数做得很大。炮管的驱动绕组做储能电感器,在发射前把能量储存在其内。发射前,把超导线圈用外部电源感应充电。猝熄炮也是感应换向,仍是由弹丸线圈运动在后面驱动线圈内感生电流来抵消原电流实现换向的。猝熄线圈炮的好处在于可以使用相对低功率的脉冲电源。

在某些超导猝熄炮中的转换,也可利用绕组线圈从超导到常规(即失超)的同步状态变化^[6]。正由此才获得“猝熄(失超)炮”的名称。这种猝熄换向概念也可扩展到所有炮管储能、弹丸运动换向的线圈炮中去。

四、外电压换向

这里,驱动线圈和弹丸线圈各有自己的独立电源供电,两种线圈无电的连系,亦不接触。炮管激励区的前后匝的电流上升和下降是由外加电压作用造成的。在炮管驱动线圈

绕组上加两个电压高低不同的电源,并使这两电源交替地与弹丸线圈同步地移动,即带着激励区与弹丸同步运动,形成磁行波。这种换向的详细情况见 3.3 节。

至此,本节讨论了对线圈炮有普遍意义的一些知识,有时还与导轨炮作了相应的比较,完成了承前启后的作用。以下各节分门介绍各种典型的线圈炮,本节未尽的内容将在那里结合实例得以体现和充实。

3.2 电刷换向的螺旋线圈炮

螺旋线圈炮的特点有二,一是驱动线圈由长螺线管构成;二是两种线圈的电流基本是单相直流。

电刷换向的螺旋线圈炮也叫螺旋导轨炮,这是因为它用两条馈电导轨供电,通过馈电电刷和换向电刷使两种线圈携带相同值的电流。导轨除馈电外,尚有导向电枢(弹丸线圈)的作用。实质上它是由导轨炮拓扑而成的线圈炮,即把导轨和电枢拓扑地绕制成驱动螺线管线圈和弹丸线圈。又因为使用直流,所以电刷换向螺旋导轨炮工作也是基于直流直线电动机原理,是一种直流型线圈炮。依据此原理可做成各种各样的电刷换向螺旋线圈炮。图 3-8(a)是其中常用的一种,另一种常用的如图 3-10(a)所示。

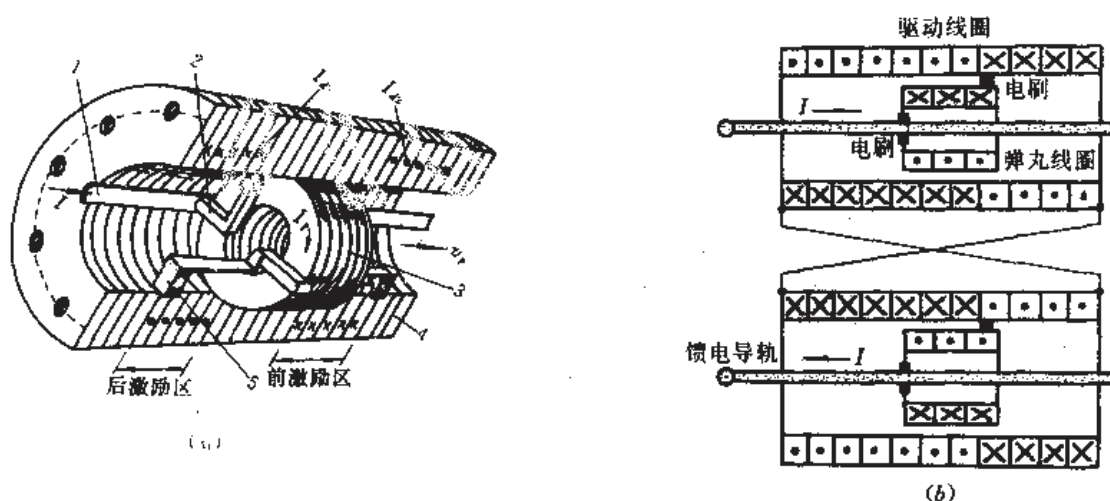


图 3-10 两种特殊的电刷换向螺旋线圈炮

(a)两激励区型;(b)双管型。

1—馈电导轨;2—馈电电刷;3—弹丸线圈;4—驱动线圈;5—换向电刷。

在图 3-10(a),有三个馈电电刷和三个换向电刷,它们把螺线管驱动线圈分成前后两个激励区,弹丸螺线管线圈的电流方向与前激励区的电流方向相同以产生拉力,与后激励区的相反以产生推力。实际上,这是一个并联的电刷换向电路,馈电导轨由电源供电,弹丸线圈和前激励区串联作为负载获得同样电流,而后激励区是另一个负载。弹丸线圈中心与前后激励区中心的距离各约为一个电感长度(l_e),以便获得最大互感梯度。图 3-9 所示的猝熄炮也是一种电刷换向的螺旋线圈炮,只是它的整个炮管在发射前全被激励而已。

电刷换向螺旋线圈炮弹丸线圈所受的加速力,可按式(3-3)计算,此时 $I_s = I_e$,并且应乘以两线圈的匝数。电刷换向既能使炮电流转换,又能保证炮同步工作。当然,换向过程

对炮的性能有一定影响,这从以下分析可以看到。

3.2.1 设计准则

对高速电刷换向螺旋线圈炮设计的主要要求之一是有有效地换向。有效换向的标准为:第一是前换向准则,即换向前保持电刷前沿的感应电压在击穿值以下;第二是换向定额准则,即在匝被短路(换向)期间,用感应电压把激励区后尾的电流减少到零值,把前头的电流上升到满载值;第三是后换向准则,即换向后保持电刷后沿的感应电压足够低,以免电击穿或再点火,以及能熄灭任何形式的电弧。

我们主要是分析在换向定额标准下短路匝内的电流波形,因为此电流波形是计算其它有关物理量(如匝间电压和磁力)的基础。利用类似示意图 3-8(a)的简化电路(图 3-11),首先讨论单匝的换向定额准则。

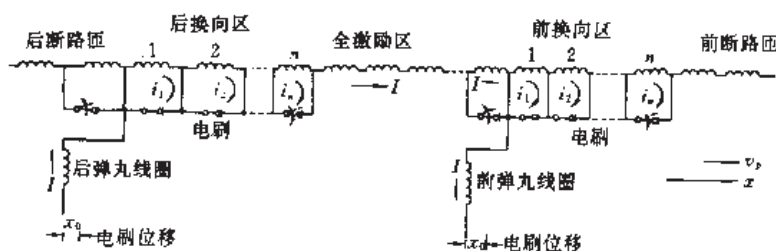


图 3-11 图 3-8(a)所示类型炮的简化电路^[7]

一、单匝换向

下面推导换向定额准则的数学公式。对于一确定的线圈炮结构,控制换向的主要变量是弹丸线圈匝数和电刷位移。设计准则应当指明要获得充分换向与什么变量有关,为此研究激励区前和后的换向。一个短路匝的电路方程是:

$$\frac{d(L_{bs}i)}{dt} + iR_{bs} \pm \frac{d(M_{sp}I)}{dt} + \frac{d(M_{se}I)}{dt} = 0 \quad (3-46)$$

式中 L_{bs} ——炮管线圈短路匝自感;

R_{bs} ——炮管线圈短路匝电路电阻;

M_{sp} ——炮管短路匝和弹丸线圈的互感;

M_{se} ——炮管短路匝和激励区的互感。

上式第一项是接通和断开匝时自感引起的电压;第二项是短路匝电路(含电刷体和接触电阻)的电压降;第三项是由运动的弹丸线圈引起的运动感应电压,其中正(或负)号是对弹丸线圈电流 I 和短路匝电流 i 同向(或反向)的电路而言的,即短路匝被断开时产生的感应电压为正,接通时为负;第四项是由于线圈内电流 I 变化引起的电压。上方程中还可以存在其它项,如果图 3-8(a)中的两个弹丸线圈靠得很近,则有短路匝对另外一个弹丸线圈的耦合而产生的感应电压。

通过忽略非重要项,就能较容易地看到换向的基本原理。如果前后两短路匝间隔大于炮线圈直径的 2 倍,则可忽略它们间的耦合作用(此举仅比理论结果小 2%)。由于两种线圈串联,弹丸线圈电流和激励区中部的电流相等。如果在换向期间电流是常量,则方程

(3-46)的最后一项可以忽略。式中的电阻具有帮助断开换向和阻止接通换向的作用,当短路匝的时间常数大于匝换向时间时,则电阻可以忽略;但所设计的炮口速度较低时,应当保留此电阻项;在 $v_{yf} > 1\text{km/s}$ 时,电阻仅影响炮尾部分换向。因此单匝换向的电路方程现在可简化成

$$\frac{d}{dt}(L_{ss}i \pm M_{sy}I) = 0 \quad (3-47)$$

此式清楚地表明,对于所考虑的条件,在换向期间磁通是守恒的。以弹丸线圈前进一螺距的时间积分式(3-47),则得换向期间电流变化

$$i = \pm I(\Delta M_{sy}/L_{ss}) \quad (3-48)$$

式中

$$\Delta M_{sy} = N_s[M(x_2) - M(x_1)] \quad (3-49)$$

其中 N_s ——弹丸线圈匝数;

$M(x)$ ——互感函数,距离为 x 的弹丸线圈和单短路匝间的互感;

x_1, x_2 ——短路匝和弹丸线圈间的轴向距离的初始值和最终值。

为了使用换向额定准则,式(3-48)所要求的电流分别是:对后面线圈为 $(-I)$,前面线圈为 $(+I)$ 。这样,仅由运动感应电压项完成换向时所需的弹丸线圈匝数

$$N_s = \frac{L_{ss}}{M(x_2) - M(x_1)} \quad (3-50)$$

在前短路匝内的电流

$$i_f = I \frac{N_s}{L_{ss}}[M(x) - M(x_1)] \quad (3-51)$$

在后短路匝内的电流

$$i_r = I\{1 - \frac{N_s}{L_{ss}}[M(x) - M(x_1)]\} \quad (3-52)$$

计算表明,前短路匝的电流在弹丸线圈位移距离 x_0 为零和 x_0 为 1 螺距的两种情况下是不同的,即在 $x_0=0$ 时的电流比在 $x_0=1$ 螺距时的大;但两种情况下的短路匝电流都是时间的函数^[7]。

二、多匝换向

首先推导多匝换向定额准则的数学表达式。正如单匝换向的情况,一旦线圈炮的结构确定后,主要的控制运动感应换向的设计变量是弹丸线圈匝数和电刷位置。可参阅图3-11所示的多匝换向电路进行推导。

为了简单起见,假定前后弹丸线圈具有相同的结构和电刷位移。正如前述,忽略电阻项和弹丸线圈电流变化。对于多匝换向,前后换向区二者的简化电路方程均为矩阵形式

$$\frac{d}{dt}\{L_{ss}[K][i] \pm N_s[M]I\} = 0 \quad (3-53)$$

式中 $[M]$ ——弹丸线圈和短路匝间互感的 1 列矩阵(列矢量);

$[i]$ ——短路匝电流的 1 列矩阵(列矢量);

$[K]$ ——换向区短路匝耦合系数矩阵。

其中正(或负)号表示炮的两种线圈的电流方向相同(或相反)。耦合系数矩阵 $[K]$ 可表示成

$$[K] = \begin{bmatrix} 1 & k_1 & k_2 \cdots & k_{n-1} \\ k_1 & 1 & & \cdot \\ k_2 & & \cdot & \cdot \\ \vdots & & \cdot & \cdot \\ k_{n-1} & \cdots & & 1 \end{bmatrix} \quad (3-54)$$

式中, $k_1, k_2 \cdots k_{n-1}$ 是一短路匝与它最邻近的和次邻近的……短路匝间的耦合系数。电流列矢量

$$[i(x)] = \begin{bmatrix} i_1(x) \\ i_2(x) \\ \vdots \\ i_n(x) \end{bmatrix} \quad (j \leq n) \quad (3-55)$$

式中, $i_j(x)$ 是第 j 短路匝电流, 它是弹丸线圈和第一短路匝间距离 x 的函数。如果用 w_0 表示炮管线圈螺距, 则 x 限制在 $x_0 < x < x_0 + w_0$ 的范围。互感列矢量可以类似地表示成 $[M(x)]$ 形式, 即

$$[M(x)] = \begin{bmatrix} M_1(x) \\ M_2(x) \\ \vdots \\ M_n(x) \end{bmatrix} \quad (j \leq n) \quad (3-56)$$

式中 M_j 是第 j 短路匝和弹丸线圈间的互感; 还应注意 $M_j(x) = M(x + jw_0)$ 。

仍如前述, 在换向循环一个螺距期间磁通守恒。如由式 (3-47) 获得式 (3-48) 那样, 对式 (3-53) 从 $x = x_0 + w_0$ 到 $x = x_0$ 积分, 从而获得短路匝的电流增量的列矢量 $[\Delta i]$ 相关矩阵方程

$$L_{ss}[K][\Delta i] \pm N_s[\Delta M]I = 0 \quad (3-57)$$

式中 $[\Delta M]$ ——互感 $[M(x)]$ 的增量列矢量。

解方程 (3-57), 得电流变化值

$$[\Delta i] = \pm I \frac{N_s}{L_{ss}} [K]^{-1} [\Delta M] \quad (3-58)$$

式中 $[K]^{-1}$ ——矩阵 $[K]$ 的逆矩阵。

互感增量矩阵 $[\Delta M]$ 中的第 j 个元素 $\Delta M_j = M((j-1)w_0 + x_0) - M(jw_0 + x_0)$, 其中 $j = 1, 2, \cdots n$ 。

对于 n 匝换向的换向定额准则是: 当弹丸线圈运动 n 个螺距的距离时, 在短路匝内的电流是连续的并且电流总变化是 I , 其连续性要求 $i_j(x)$ 的初始值等于 $i_{j+1}(x)$ 的最终值, 电流增量之和等于一匝电流的总变化, 即 $\sum_{j=1}^n \Delta i_j = \pm I$, 其正(或负)号表示适用于前面(或后面)的弹丸线圈及其对应的炮管线圈匝, 即后面短路匝断开电流为正, 前面短路匝电流接通为负。

若满足上述两方程, 则借助运动感应电压完成充分换向所需的弹丸线圈匝数

$$N_s = L_{ss} / \left\{ \sum_{j=1}^n ([K]^{-1} [\Delta M])_j \right\} \quad (3-59)$$

式中 $([K]^{-1}[\Delta M])_j$ —— $[K]^{-1}$ 和 $[\Delta M]$ 乘积列矢量中的第 j 个元素。

各短路匝电流的初始值可用迭代关系确定。令 $x_1 = x_0 + w_0$ 。对前面的一组短路匝有:

$$i_n(x_1) = 0, i_j(x_1) = i_{j+1}(x_1) + \Delta i_{j+1} \quad (3-60)$$

其中 $j=1, 2, \dots, n-1$ 。对后面一组短路匝有

$$i_n(x_1) = I, i_j(x_1) = i_{j+1}(x_1) - \Delta i_{j+1} \quad (3-61)$$

在各短路匝内电流的发展可用类似单匝换向的形式写出。前面和后面短路匝的电流分别为:

$$(i_f)_j(x) = i_j(x_1) + I \frac{N_j}{I_{bn}} ([K]^{-1}[\Delta M])_j \quad (3-62)$$

$$(i_r)_j(x) = i_j(x_1) - I \frac{N_j}{I_{bn}} ([K]^{-1}[\Delta M])_j \quad (3-63)$$

其中 $[\Delta M]$ 矩阵的 ΔM_j 元素为:

$$\Delta M_j = M(jw_0 + x) - M(jw_0 + x_1) \quad (3-64)$$

式中 $x_0 < x < x_1$ 。现绘出前面那组短路匝的电流波形^[7](图 3-12), 用以说明重要结论。图 3-12 是 5 匝换向的情况, 它们的换向是在同一时刻完成的。电刷长度等于炮管线圈螺距乘换向的区数。图 3-12 表明, 重要的不是换向匝数, 而是换向长度。此外, 还存在一个点, 超过此点换向区长度再增加也不影响电流波形。当换向长度大约等于炮管线圈直径的一半时这个点就会出现。

从以上分析可知: 换向匝必须局限于弹丸线圈中心面以前, 以便使加速力与换向工作协调一致; 可把换向额定准则转变成单匝和多匝换向的数学公式, 这些公式把弹丸线圈匝数与换向匝数, 电刷位移和其他尺寸联系起来。

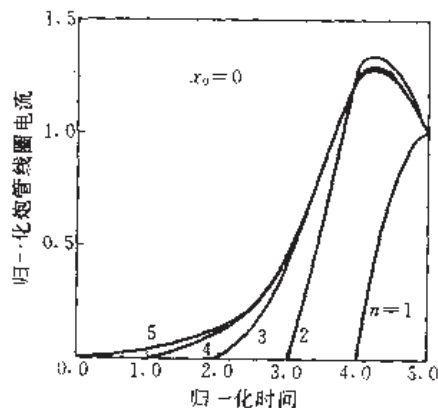


图 3-12 激励区前各短路匝电流波形^[7]

3.2.2 能量转换

实际上, 电刷换向螺旋线圈炮的能量转换是从一个电感器到另一个电感器的能量转移过程。因为换向匝很靠近已激励的匝, 所以存在着显著的互感影响。我们用图 3-13 说明换向时的能量转换细节及互感对其之影响。

图中的 L_n 是换向匝的自感, L_r 是已激励部分螺线管线圈的自感, M_{nr} 是它们间的互感。起初两个线圈是串联的, 所储存的磁能

$$W_{nr} = \frac{1}{2} L_n I^2 + M_{nr} I^2 + \frac{1}{2} L_r I^2 \quad (3-65)$$

当电刷滑过图 3-13(a) 的 B 点时, 后面匝的电流被迫断掉, 即从电路中消去后面的匝, 但螺线管的其余部分仍被短路。可以使用磁通守恒原理来确定螺线管中的电流, 从而获得最终储存的能量

$$W_{nf} = \frac{1}{2} L_r I^2 \left(1 + \frac{M_{nr}}{L_r}\right)^2 \quad (3-66)$$

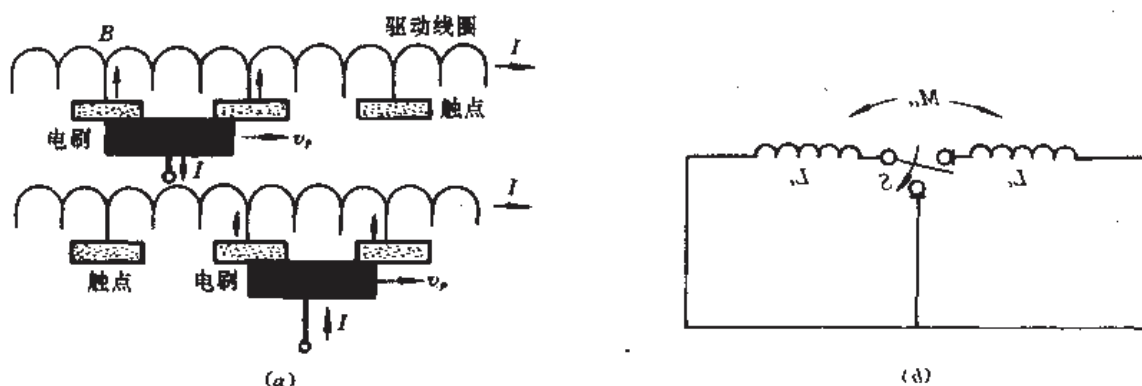


图 3-13 换向时的能量转换过程

(a)换向细节;(b)等效电路。

最终和最初的能量差

$$\Delta W_c = W_{mf} - W_{mi} = \frac{1}{2} L_c I^2 \left(1 - \frac{M_{cs}^2}{L_c L_s} \right) \quad (3-67)$$

ΔW_c 便是换向能量,这个能量不能消灭,一定被转移到其它处去。因此还应知道能量转移效率,以便确定这种能量有多少转移到驱动线圈的其余部分中去而成为有用的能量。

单匝换向的线圈转移到整个线圈系统中的能量增量

$$\Delta W_{10} = \frac{1}{2} L_c I^2 + M_{cs} I^2 \quad (3-68)$$

而转移到驱动线圈其余部分的能量

$$\Delta W_{11} = W_{mf} - \frac{1}{2} L_c I^2 = \frac{1}{2} M_{cs} I^2 \left(2 + \frac{M_{cs}}{L_c} \right) \quad (3-69)$$

因此单匝换向的转换效率

$$\eta_{m1} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\Delta W_{11}}{\Delta W_{10}} = \frac{M_{cs}}{L_c} \left(\frac{M_{cs} + 2L_c}{2M_{cs} + L_c} \right) \quad (3-70)$$

换句话说, η_{m1} 是换向匝储存的能量转移到已激励的驱动线圈中的百分数。由于 η_{m1} 与匝数无关,如果忽略驱动线圈本身电阻损失,因此可把理想的能量转换效率表示成绕组横截面积的函数。计算表明,驱动线圈径向厚度小和匝间距小时,将具有更高的能量耦合效率^[8]。

其次分析动能转换。通常最关心的是把驱动线圈内的磁能转变成弹丸线圈的动能。动能转换过程的实质是:被激励的驱动线圈最后面匝换向,把原储存在该匝的能量以一定的百分比向驱动-弹丸线圈系统耦合,使弹丸线圈运动一个线圈的宽度增量,重新排列两种线圈的位置。为了简单起见,这里仅研究串联线圈电路(图 3-14)的动能转换。图中 L_s 是弹丸线圈的自感, M_{cs} 是弹丸线圈与换向线圈间的互感。

在换向后,根据磁通守恒原理,驱动-弹丸线圈系统的电流

$$I_{sf} = I [1 + M_{sf}/L_{sf}] \quad (3-71)$$

式中 $M_{sf} = M_{sf} + M_{cs}$;

$$L_{sf} = L_c + L_s + 2M_{cs}.$$

在换向期间,从系统移走的能量

$$\Delta W_c = \frac{1}{2} L_c I^2 [1 - M_{ef}^2 / (L_c L_{ef})] \quad (3-72)$$

正是这个能量使弹丸线圈运动一个驱动线圈宽度。然后驱动线圈内的电流

$$I_d = \frac{L_{ef}}{L_d^2} \left(1 + \frac{M_{ef}}{L_{ef}} \right) \quad (3-73)$$

式中 L_d^2 ——驱动-弹丸线圈系统的等效电感。传给弹丸线圈的动能可用它移动前后系统的磁能差表示,即弹丸线圈动能

$$\Delta W_k = \frac{1}{2} L_{ef} I^2 \left(1 + \frac{M_{ef}}{L_{ef}} \right)^2 \left(1 - \frac{L_{ef}}{L_d^2} \right) \quad (3-74)$$

驱动线圈中的全部能量,或者转变为弹丸动能,或者以其它机制损失掉。但对换向而言,换向线圈把它储存的大部分磁能传递给已激励的驱动线圈。对于换向线圈,能量平衡方程为:

$$W_{总} = W_{动能} + W_{换向} + W_{传递} \quad (3-75)$$

当已激励的驱动线圈区域长度不变时,式(3-75)中的各能量项亦保持不变;但激励长度变化(如猝熄炮)时,各项能量沿加速长度变化,此时应当沿激励长度对各项能量积分。

出于分析目的,以每匝为基准考虑工作效率。如果把一单匝转变成机械功的能量与离开系统的总能量(动能的和用于换向的)之比定义为动能转换效率,则^[8]

$$\eta_k = \frac{(1 + M_{ef}/L_{ef})^2 (1 - L_{ef}/L_d^2)}{1 + (2M_{ef} + I_u)/I_{ef} - (L_{ef}/L_d^2)(1 + M_{ef}/L_{ef})^2} \quad (3-76)$$

即使不考虑电阻损失,单匝动能转换效率也十分低,对于内径 5cm、外径 6cm 和匝宽 1cm 的驱动线圈, $\eta_k \leq 62\%$ 。然而弹丸线圈匝数多时动能转换效率高;提高弹丸线圈的电流密度也能使 η_k 显著增大。原则上,设计者可使 $\eta_k \approx 100\%$ 。对 η_k 的唯一重要限制因素是弹丸线圈的发热和机械载荷;驱动线圈长度增加时, η_k 有轻微减小。

再次,分析传输效率。传输效率是驱动线圈每匝贡献的动能与每匝的总储能之比。因此传输效率

$$\eta_t = \frac{L_{ef}(1 + M_{ef}/L_{ef})^2 (1 - L_{ef}/L_d^2)}{2M_{ef} + L_c} \quad (3-77)$$

在分析激励长度逐渐变短的猝熄炮时 η_t 最为有用,此时驱动线圈电流随每匝的换向逐渐增加,产生一个异常均匀的加速分布曲线。倘若一个螺旋线圈炮的 η_t 值很低,则表示与每匝相关的能量大部分传输给了驱动线圈其余部分而没有转换成弹丸的动能。传输效率也与弹丸线圈匝数 N 有关, N 大则 η_t 亦大;此外, η_t 也随驱动线圈长度而变化。

另外,尚应分析换向电压。在电刷换向的螺旋线圈炮中,特别关心滑动电刷的速度和功率的限制,而换向过程中滑动电刷产生的换向电压是这些限制的决定因素。在典型换向中,电流被强迫至零。通过换向期间吸收的能量 ΔW_c 可求得换向电压。 ΔW_c 可近似地用式(3-67)表示。假设换向匝电流线性地减少,则平均换向电压

$$U_w = \frac{2\Delta W_c v_t}{I_u} \quad (3-78)$$

式中 l_u ——螺线管驱动线圈匝宽。

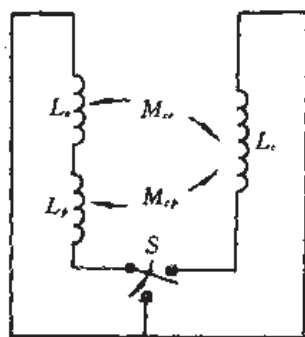


图 3-14 分析动能转换用等效电路

将式(3-67)代入式(3-78),得平均换向电压另一种形式

$$U_{av} = v_p I \left\{ \frac{L_c [1 - M_{\alpha}^2 / (L_c L_e)]}{2t_w} \right\} = v_p I \frac{dL_{\text{cst}}}{dx} \quad (3-79)$$

式中 $\frac{dL_{\text{cst}}}{dx}$ ——有效换向电感梯度,其值与线圈型式和 N , 有关^[8]。

式(3-79)具有与反电动势相同的形式。换向电压除与式(3-79)中的物理参量有关外,还与弹丸匝数有一定关系,并随驱动线圈长度增加而增大。若换向机构设计不良时,换向产生的较高换向电压和反电动势将引起破坏性电弧。另一个值得注意的问题是,换向能量消耗在电刷材料上,将引起材料气化。此外,滑动接触的磨损也是令人关心的问题之一。

最后,由式(3-3)可看出作用在螺旋线圈炮弹丸上的加速力

$$F_p = N_p N_d \frac{dM}{dx} I^2 \quad (3-80)$$

式中 N_d ——螺线管驱动线圈激励段的匝数。

总之,电刷换向的螺旋线圈炮的工作效率用分析系统各电感耦合来确定,实际的转换效率和传输效率均在50%以上。减小驱动线圈厚度和增加弹丸线圈匝数能显著地提高这些效率。安置在弹丸线圈上的换向电刷也是两种线圈同步工作的权宜方法。换向电刷在工作中往往承受相当大的能量和换向电压作用。

3.2.3 网孔-矩阵法分析

本节开始推导短路电流的计算公式时,曾忽略了一些客观存在的条件,因此那些公式只能近似定性分析用。实际上,在发射期间电刷换向的螺旋线圈炮两种线圈的电流都在变化。而精确、全面地分析这些电流变化,应当使用网孔-矩阵方法。

现代工程中遇到的许多问题,往往需要用数值方法解决。为此,首先要建立实际问题的数学模型,然后以此编制计算机程序进行数值计算。在电刷换向的螺旋线圈炮中,若一旦知道线圈导体内的电流,则电磁场、作用力、欧姆损失和发热量等都能用数值方法计算出来。而网孔-矩阵法就是寻求导体电流分布的好方法。此法的要旨是把导体分成多个平行的电流路径或“网孔”,然后用逆矩阵来求网孔中的电流。此法要求电流的路径必须已知。但此法仅能提供每个路径的电流幅值,因此它特别适合电流在已知环形路径流动的线圈炮,也可用于电流在平板电枢内平行流动的重接炮。

网孔-矩阵法用于线圈炮的步骤是:第一步画出线圈导体几何结构图;第二步分导体成许多网孔并为其编号;第三步是写出两种线圈前几个网孔的方程,在每个网孔中使其电压降(IR)等于感应的和外加的电压之和;第四步把未知电流和电压项放在方程的左边,把已知项放在右边;第五步以矩阵形式重写电路电压方程;第六步以此矩阵方程作为编写计算机程序的数学模型。

电刷换向螺旋线圈炮的最显著特点是电刷换向。对这种炮进行网孔-矩阵分析可借助图3-15。正如图3-8(a)所示,炮系统有四个电刷和前后两个弹丸线圈。每个线圈都串联若干匝。为了进行网孔分析,把这些匝分成网孔(图3-15),以便寻求每匝的电流分布。图3-15表示出最少量的网孔。若仅为认识方程型式,对每个线圈使用两个网孔即可;若精确求值计算,则需要网孔数较大。

两种线圈匝内的电流分布,从一匝到另一匝都在变化。这种效应可用电流分布区内相

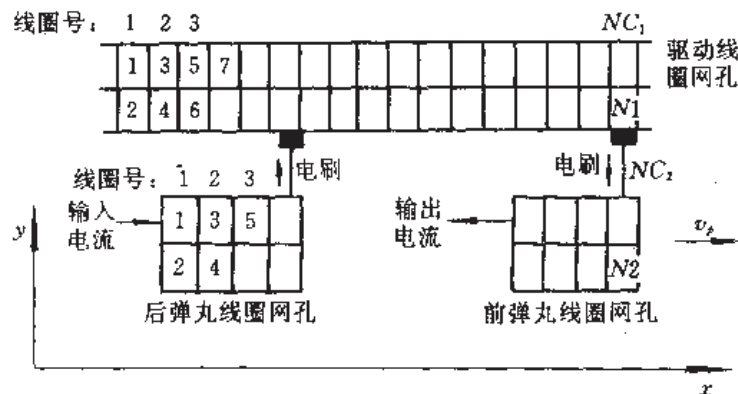


图 3-15 电刷换向螺旋线圈炮网孔-矩阵分析用图

隔一定距离的所谓电流最近转变点来模型化。每匝开始的一个最近转变点可给出相当的精确度。这样，在模型中每线圈匝上便存在一个电位差，这个电位差加到匝的每个网孔上^[9]。在线圈各匝上的电位差就成为一组待解的未知数。

为了列出网孔方程，尚需做一些规定和分析。首先对驱动线圈从1到 NC_1 编号，开始的几个线圈对着后弹丸线圈左边，末尾的几个线圈对着前弹丸线圈的右边。后电刷左侧和前电刷右侧的驱动线圈无电流，不对弹丸线圈作用，但它们具有涡流，能引起欧姆损失。弹丸线圈从1到 NC_2 编号，网孔从1到 N_2 编号；驱动线圈网孔从1到 N_1 编号。现在用一些符号表示变量意义： i_1 是已知的驱动线圈网孔电流， i_2 是未知的弹丸网孔电流， C_1 和 C_2 表示两种线圈网孔周长或宽度（平板电枢时）， R_1 和 R_2 为两种线圈的网孔电阻；量右侧的数字1和2分别表示驱动和弹丸线圈的量；每个均用线圈号或网孔号下标在其右下角；电流对时间的变化率写作 \dot{i}_1 和 \dot{i}_2 ；用 B_{21} 作为一个弹丸线圈网孔的磁场在 y 轴分量（由一个驱动线圈单位电流产生的），例如 $B_{21_{23}}$ 是在网孔2由驱动线圈3单位电流产生的场；使用 F_{21} 表示由单位驱动线圈电流产生的与弹丸线圈网孔交链的磁通， F_{22} 表示由单位弹丸线圈电流产生的与弹丸线圈网孔交链的磁通，例如 $F_{21_{23}}$ 是由驱动线圈3单位电流产生的与弹丸线圈网孔2交链的磁通， $F_{22_{41}}$ 是由网孔1单位电流产生的与网孔4交链的磁通， $F_{22_{33}}$ 是由网孔3单位电流产生的与网孔3交链的磁通，即 $F_{21_{23}}$ 与网孔2和线圈3间的互感相同， $F_{22_{33}}$ 与网孔3的自感相同，等等。标注这些量的名称，是为列方程和计算机计算用。

为了认识矩阵方程模式，至少也应有两个驱动线圈和两个弹丸线圈（每个线圈两个网孔）参与。对于这四个驱动线圈网孔的每一个写电阻电压降 $R_1 i_1$ ，放在方程的左边；在方程右边写出由驱动线圈电流感应产生的4项电压 $F_{11} \dot{i}_1$ 之和，然后加上被弹丸线圈感应的4项电压 $F_{12} \dot{i}_2$ 之和，再加上被弹丸线圈运动引起的4项“切割（cutting）”电压 $C_1 v_y B_{12} \dot{i}_2$ 之和，最后尚须加驱动线圈的电压降 U_1 （一个线圈匝上的每个网孔有相同的 U_1 值）。

因此，驱动线圈网孔1和2的电压方程是

$$\begin{aligned}
 R_{11} i_1 = & -F_{11_{11}} \dot{i}_1 - F_{11_{12}} \dot{i}_2 - F_{11_{13}} \dot{i}_3 - F_{11_{14}} \dot{i}_4 \\
 & -F_{12_{11}} \dot{i}_2 - F_{12_{12}} \dot{i}_2 - F_{12_{13}} \dot{i}_3 - F_{12_{14}} \dot{i}_4 \\
 & -C_{11} v_y B_{12_{11}} \dot{i}_2 - C_{11} v_y B_{12_{12}} \dot{i}_2 - C_{11} v_y B_{12_{13}} \dot{i}_3
 \end{aligned}$$

$$-C_{1,v}B_{12_{14}}I_{2_4} + U_{1_1} \quad (3-81)$$

$$\begin{aligned} R_{1_2}I_{1_2} = & -F_{11_{21}}\dot{I}_{1_1} - F_{11_{22}}\dot{I}_{1_2} - F_{11_{23}}\dot{I}_{1_3} - F_{11_{24}}\dot{I}_{1_4} \\ & - F_{12_{21}}\dot{I}_{2_1} - F_{12_{22}}\dot{I}_{2_2} - F_{12_{23}}\dot{I}_{2_3} - F_{12_{24}}\dot{I}_{2_4} \\ & - C_{1_2v}B_{12_{21}}I_{2_1} - C_{1_2v}B_{12_{22}}I_{2_2} - C_{1_2v}B_{12_{23}}I_{2_3} \\ & - C_{1_2v}B_{12_{24}}I_{2_4} + U_{1_1} \end{aligned} \quad (3-82)$$

同理,弹丸线圈网孔 1 的电压方程

$$\begin{aligned} R_{2_1}I_{2_1} = & -F_{21_{11}}\dot{I}_{1_1} - F_{21_{12}}\dot{I}_{1_2} - F_{21_{13}}\dot{I}_{1_3} - F_{21_{14}}\dot{I}_{1_4} \\ & - F_{22_{11}}\dot{I}_{2_1} - F_{22_{12}}\dot{I}_{2_2} - F_{22_{13}}\dot{I}_{2_3} - F_{22_{14}}\dot{I}_{2_4} \\ & + C_{2_1v}B_{21_{11}}I_{1_1} + C_{2_1v}B_{21_{12}}I_{1_2} + C_{2_1v}B_{21_{13}}I_{1_3} \\ & + C_{2_1v}B_{21_{14}}I_{1_4} + U_{2_1} \end{aligned} \quad (3-83)$$

再者,时间步长 Δ 中点的电流等于该步开始电流加上它的导数和 $\Delta/2$ 之积。但这里有一附加条件,即每线圈网孔电流变化率之和必须等于匝总电流变化率。如果用 I_{1T} 表示一驱动线圈匝的总电流,用 I_{2T} 表示一弹丸线圈匝的总电流,则要求

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_{1_1} + \dot{I}_{1_2} &= \dot{I}_{1T_1}, \quad \dot{I}_{1_3} + \dot{I}_{1_4} = \dot{I}_{1T_2} \\ \dot{I}_{2_1} + \dot{I}_{2_2} &= \dot{I}_{2T_1}, \quad \dot{I}_{2_3} + \dot{I}_{2_4} = \dot{I}_{2T_2} \end{aligned} \right\} \quad (3-84)$$

弹丸线圈电流变化率 \dot{I}_{2T} 的所有值都相同,并等于螺旋线圈炮输入电流的变化率。两电刷间驱动线圈的 \dot{I}_{1T} 值也等于输入电流变化率,但是与电刷接触的驱动线圈的 \dot{I}_{1T} 值有一增大的变化率,等于输入电流除以电刷运动一个线圈螺距所需的时间。

整理上述两种线圈 1 号网孔方程,即把全部含未知数的项移到左边,使其余项置于右边,则驱动线圈和弹丸线圈 1 号网孔电压方程分别是

$$\begin{aligned} & F_{11_{11}}\dot{I}_{1_1} + F_{11_{12}}\dot{I}_{1_2} + F_{11_{13}}\dot{I}_{1_3} + F_{11_{14}}\dot{I}_{1_4} + F_{12_{11}}\dot{I}_{2_1} \\ & + F_{12_{12}}\dot{I}_{2_2} + F_{12_{13}}\dot{I}_{2_3} + F_{12_{14}}\dot{I}_{2_4} + C_{1_1v}B_{12_{11}}I_{2_1}\Delta/2 \\ & + C_{1_1v}B_{12_{12}}I_{2_2}\Delta/2 + C_{1_1v}B_{12_{13}}I_{2_3}\Delta/2 \\ & + C_{1_1v}B_{12_{14}}I_{2_4}\Delta/2 + R_{1_1}I_{1_1}\Delta/2 - U_{1_1} = U_1 \end{aligned} \quad (3-85)$$

$$\begin{aligned} & F_{21_{11}}\dot{I}_{1_1} + F_{21_{12}}\dot{I}_{1_2} + F_{21_{13}}\dot{I}_{1_3} + F_{21_{14}}\dot{I}_{1_4} + F_{22_{11}}\dot{I}_{2_1} \\ & + F_{22_{12}}\dot{I}_{2_2} + F_{22_{13}}\dot{I}_{2_3} + F_{22_{14}}\dot{I}_{2_4} - C_{2_1v}B_{21_{11}}I_{1_1}\Delta/2 \\ & - C_{2_1v}B_{21_{12}}I_{1_2}\Delta/2 - C_{2_1v}B_{21_{13}}I_{1_3}\Delta/2 - C_{2_1v}B_{21_{14}}I_{1_4}\Delta/2 \\ & + R_{2_1}I_{2_1}\Delta/2 - U_{2_1} = U_5 \end{aligned} \quad (3-86)$$

若在 I 后面加 S 表示一步长开始的网孔电流,则方程(3-85)和(3-86)右边的已知电压 U_1 和 U_5 为

$$\begin{aligned} U_1 = & -R_{1_1}IS_1 - C_{1_1v}B_{12_{11}}I_{2_1}S_1 - C_{1_1v}B_{12_{12}}I_{2_2}S_2 \\ & - C_{1_1v}B_{12_{13}}I_{2_3}S_3 - C_{1_1v}B_{12_{14}}I_{2_4}S_4 \end{aligned} \quad (3-87)$$

$$\begin{aligned} U_5 = & -R_{2_1}I_{2_1}S_1 + C_{2_1v}B_{21_{11}}I_{1_1}S_1 + C_{2_1v}B_{21_{12}}I_{1_2}S_2 \\ & + C_{2_1v}B_{21_{13}}I_{1_3}S_3 + C_{2_1v}B_{21_{14}}I_{1_4}S_4 \end{aligned} \quad (3-88)$$

用以上分析的写网孔方程的方法,写出所有网孔方程。对于两种线圈各两匝和每匝各两网孔的情况,将有 12 个未知量和存在 12 个方程。未知量是:4 个驱动线圈网孔电流、4 个弹丸线圈网孔电流、两个驱动线圈电压降和两个弹丸线圈电压降。因此,在电刷换向的螺旋线圈炮中,对于两匝驱动线圈和两匝弹丸线圈以及每匝各两网孔的情况,可把这 12 个方程写成矩阵方程形式:

(3-89)

	$F111+$	$F1112$	$F1113$	$F1114$	$F1211+$	$F1212+$	$F1213+$	$F1214+$	-1	0	0	0
$R11M/2$					$Cl_{107}B1211M/2$	$Cl_{107}B1212M/2$	$Cl_{107}B1213M/2$	$Cl_{107}B1214M/2$				
$F1121$		$F1122+$	$F1123$	$F1124$	$F1221+$	$F1222+$	$F1223+$	$F1224+$	-1	0	0	0
		$R12M/2$										
$F1131$		$F1132$	$F1133+$	$F1134$	$F1231+$	$F1232+$	$F1233+$	$F1234+$	0	-1	0	0
			$R13M/2$									
$F1141$		$F1142$	$F1143$	$F1144+$	$F1241+$	$F1242+$	$F1243+$	$F1244+$	0	-1	0	0
				$R14M/2$								
$F2111-$		$F2112-$	$F2113-$	$F2114-$	$F2211+$	$F2212$	$F2213$	$F2214$	0	0	-1	0
$C2107B2111M/2$		$C2107B2112M/2$	$C2107B2113M/2$	$C2107B2114M/2$	$R21M/2$							
$F2121-$		$F2122-$	$F2123-$	$F2124-$	$F2221$	$F2222+$	$F2223$	$F2224$	0	0	-1	0
$C2207B2121M/2$		$C2207B2122M/2$	$C2207B2123M/2$	$C2207B2124M/2$		$R22M/2$						
$F2131-$		$F2132-$	$F2133-$	$F2134-$	$F2231$	$F2232$	$F2233+$	$F2234$	0	0	0	-1
$C2307B2131M/2$		$C2307B2132M/2$	$C2307B2133M/2$	$C2307B2134M/2$			$R23M/2$					
$F2141-$		$F2142-$	$F2143-$	$F2144-$	$F2241$	$F2242$	$F2243$	$F2244+$	0	0	0	-1
$C2407B2141M/2$		$C2407B2142M/2$	$C2407B2143M/2$	$C2407B2144M/2$				$R24M/2$				
1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0

×

=

$F111$	$F112$	$F113$	$F114$	$F121$	$F122$	$F123$	$F124$	$F1T1$	$F1T2$	$F2T1$	$F2T2$
--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------	--------

 G_1 U_2 U_3 U_4 U_5 U_6 U_7 U_8 U_9 U_{10} U_{11} U_{12} U_{13} U_{14} U_{15} U_{16} U_{17} U_{18} U_{19} U_{20} U_{21} U_{22} U_{23} U_{24} U_{25} U_{26} U_{27} U_{28} U_{29} U_{30} U_{31} U_{32} U_{33} U_{34} U_{35} U_{36} U_{37} U_{38} U_{39} U_{40} U_{41} U_{42} U_{43} U_{44} U_{45} U_{46} U_{47} U_{48} U_{49} U_{50} U_{51} U_{52} U_{53} U_{54} U_{55} U_{56} U_{57} U_{58} U_{59} U_{60} U_{61} U_{62} U_{63} U_{64} U_{65} U_{66} U_{67} U_{68} U_{69} U_{70} U_{71} U_{72} U_{73} U_{74} U_{75} U_{76} U_{77} U_{78} U_{79} U_{80} U_{81} U_{82} U_{83} U_{84} U_{85} U_{86} U_{87} U_{88} U_{89} U_{90} U_{91} U_{92} U_{93} U_{94} U_{95} U_{96} U_{97} U_{98} U_{99} U_{100} U_{101} U_{102} U_{103} U_{104} U_{105} U_{106} U_{107} U_{108} U_{109} U_{110} U_{111} U_{112} U_{113} U_{114} U_{115} U_{116} U_{117} U_{118} U_{119} U_{120} U_{121} U_{122} U_{123} U_{124} U_{125} U_{126} U_{127} U_{128} U_{129} U_{130} U_{131} U_{132} U_{133} U_{134} U_{135} U_{136} U_{137} U_{138} U_{139} U_{140} U_{141} U_{142} U_{143} U_{144} U_{145} U_{146} U_{147} U_{148} U_{149} U_{150} U_{151} U_{152} U_{153} U_{154} U_{155} U_{156} U_{157} U_{158} U_{159} U_{160} U_{161} U_{162} U_{163} U_{164} U_{165} U_{166} U_{167} U_{168} U_{169} U_{170}

用方程(3-89)所示的数学模型,可写出左侧系数矩阵的程序段;右侧电压矢量的计算机程序可以用式(3-87)和式(3-88)所示的数学模型编出。

3.3 无刷螺旋线圈炮

电刷换向的缺点在于滑动接触和摩擦,这就导致弹丸速度不能有更大的提高,一般认为在 3km/s 以下。为了克服电刷换向的缺点,出现了无刷的螺旋线圈炮。

无刷螺旋线圈炮的主要特点在于:两种线圈之间不用电刷换向,无滑动接触,仅存在磁耦合;使用开关换向同步地控制速度;驱动线圈和弹丸线圈各有自己的电流源,两种线圈的电流值各不相同,一般弹丸线圈电流比驱动线圈电流小。

3.3.1 消磁波线圈炮

消磁波线圈炮是一种压缩磁场前沿的线圈炮。就此而言,超导猝熄炮就属于这种类型的线圈炮。在消磁波线圈炮中,用于发射弹丸的能量是以磁能方式在发射前储存在螺线管形的驱动线圈内,驱动线圈便是储能电感器。弹丸线圈通过导向和馈电的导轨由另一直流电源供电(或直接由超导体携带永久电流)。当弹丸线圈进入到螺线管炮尾时,从驱动线圈后沿开始使用换向开关,视弹丸线圈位置同步地快速向前,以消去驱动线圈的电流。由于弹丸线圈电流与剩余的驱动线圈电流同向,弹丸线圈被吸引着快速向前运动,如图 3-16(a)所示。被消去线圈电流的磁能,一部分转移到前面已激励的螺线管驱动线圈中去,另一部分转变成用来加速弹丸的动能,还有一部分以其它形式损失掉。

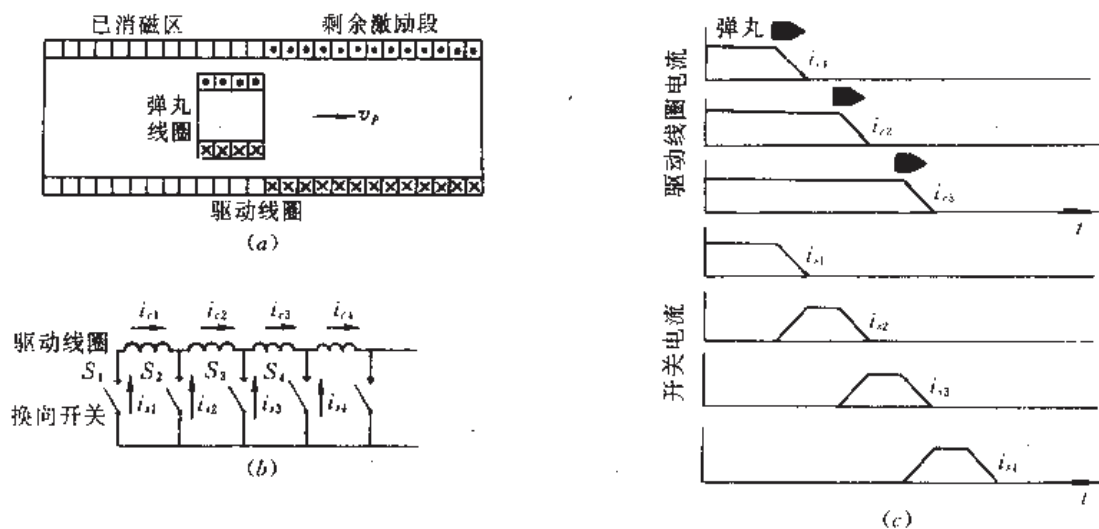


图 3-16 消磁波螺旋线圈炮原理^[10]

(a)炮的纵剖面;(b)换向顺序;(c)驱动线圈和开关电流。

驱动线圈充电时,开关 S_1 闭合。炮工作时,驱动线圈的线匝短路和断开顺序表示在图 3-16(b),驱动线圈和开关的电流表示在图 3-16(c)上。当弹丸线圈进入驱动线圈后朝前运动时,用开关使弹丸线圈前面的第二个驱动线圈短路,同时闭合第二个开关 S_2 ,由于携带

电流的弹丸线圈运动,将在短路的驱动线圈匝内产生一感应电压,这和前述的运动感应换向的情形一样,使短路匝的电流减少,同时开关电流将增加到驱动线圈的满载电流值。当短路匝的电流变为零时,就断开与这些匝串联的那个早先已闭合的开关(S_1)。然后,随弹丸线圈前进,再闭合 S_2 ,再断开 S_2 ,开始下一个循环……,这样周而复始地进行下去,弹丸线圈随着螺线管驱动线圈后沿各匝磁场的顺序消失而前进。其实质就是用携带电流的弹丸线圈运动感应换向使换向在小于一个线圈宽度内发生(关于短路匝电流分析类似本章前述)。因此,要求弹丸线圈电流必须大于某一阈值,以便使感应换向能在一个线圈宽度内发生。通过分析不计电阻的短路匝电路,可以求出弹丸线圈的这个电流阈值

$$I_{p0} = I_d(L_{ls}/\Delta M_{dz}) \quad (3-90)$$

式中符号意义同式(3-48)。

由于超导体不存在电阻,电流可无衰减地长期保存,而且电流密度比同截面常规导体的大 2000 余倍,因此使用超导的线圈极有潜力。若两种线圈皆用超导体时,可先用外电源对它们感应充电,然后与电源分离而独立地工作,届时驱动线圈内侧不必放导向馈电导轨,只放磁悬浮用的导向板条即可。

若使用常规导体做线圈时,驱动线圈使用相应电源(如电容器组)供电,可在线圈电流最大时急剧短路而去掉电源。在驱动线圈时间常数大于加速时间的条件下,这是允许的。弹丸线圈由另一电源通过导轨供电,若它的时间常数也大于加速时间时,也可充毕电后去掉电源。

把驱动线圈分成多个线圈串联(仍成螺线管),用纤维增强的环氧树脂浇铸成一体,把每个线圈用隔板分开,隔板内放置反射型光学纤维位置传感器,借此探知弹丸到来的信号,然后把此信号馈送给与相应线圈串联的换向开关的触发器,同步地触发该开关,以实现换向同步加速弹丸。显然弹丸应当有一注入速度,这可采用气动注入器给出。放在注入器内的光学传感器能测出注入速度并向两种线圈的电源提供触发信号,但必须在弹丸线圈达到所需注入速度后电源才能提供电流。

由于 3.2 节的分析方法和结果基本适用于消磁波螺旋线圈炮,因此本节不再进行数学分析。

3.3.2 外电压换向的线圈炮

和其它无刷换向的螺旋线圈炮一样,外电压换向的线圈炮允许独立地调节加速磁场和弹丸线圈电流。它虽然具有弹丸线圈电流小的优点,但却增加了复杂性。

虽然这种线圈炮结构大体上和以电刷换向的线圈炮类似,也是长螺线管驱动线圈,但毕竟有一定的差别。主要差别在于无电刷和使用外电压换向,亦即使炮管驱动线圈有限激励区的前沿匝电流上升和后沿匝电流下降。但此结果是由外加电压产生的,并非由运动感应换向引起。这样,就对弹丸线圈电流无阈值要求,电流可以小一些,而驱动线圈的磁场强度可以更高。

外电压换向线圈炮的结构与图 3-8(a)所示的类似,虽无电刷,但有两个弹丸线圈。炮管线圈的局部激励借助于两个外电源(图 3-17)。其中驱动线圈的满载电流用“1”标记,开始激励区(线圈 1~6)各线圈内均为满载电流,如图 3-17(a)所示。其余线圈的电流均为零。随着炮管线圈电流激励区和弹丸线圈移动一个线圈间距,线圈 7 的电流由零上升至 1

(满载),而激励区后沿的线圈1内的电流由原来的满载值降至零。也就是说,把一高电压加到激励区前沿,使其电流从零上升至1;把一低电压加到激励区后沿,使其电流回降至原零值。之所以出现这种现象,是因为在炮管线圈上交错地外加两个电压源,炮管线圈电压由这两个电压源提供,它们工作在不同的电压水平,把激励区后面的磁能转移到前面去,不通过电源就能进行能量传输。其中一个是低压电源 G_L ,随激励区后沿磁场的衰减,它从线圈1吸收功率;另一个是高压电源 G_H ,随着激励区前沿场的上升,它向线圈7提供功率。但是,激励区后沿的大量磁能是与后面的线圈2和3相关的,这些能量可直接转移到线圈5和6,因为在线圈2和3上的电压升超过线圈5和6的电压降,这样致使能量向前转移。

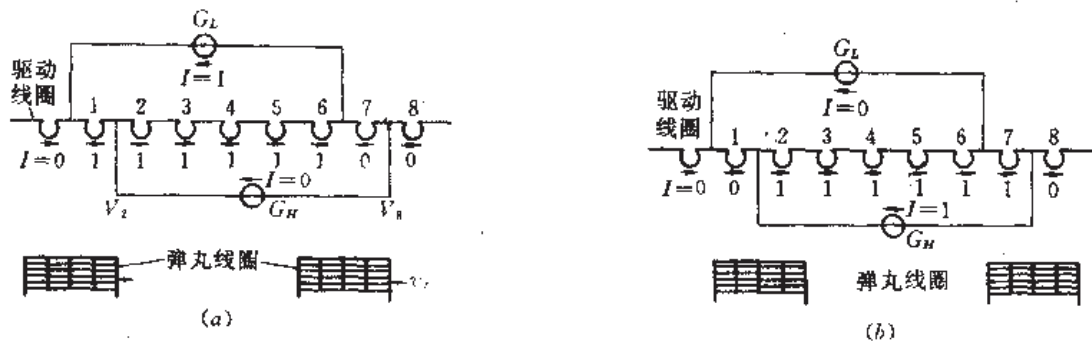


图 3-17 外电压换向线圈炮的激励法

(a)激励区波位置开始;(b)波位移一螺距之后。

弹丸线圈加速时, G_L 电源以相反极性的电压工作,并成为一个能源。从线圈1返回的能量减少了对 G_L 的输出要求,但不需要 G_L 接收能量。结果,在发射期间由两电源提供的能量恰好等于弹丸动能和炮管线圈的欧姆损失之和。

参考文献[11]详细说明了两个电源交替地转接顺序。概括地说,在激励区移动开始和移动一螺距结束这两步中,电流在线圈7上升至满载而在线圈1内降至零。当移动结束时刻, G_L 的电流则是零,此时可把 G_L 暂去掉。在下一步,把 G_L 转放在 G_H 的位置以代替 G_H ,在此交替期间, G_H 的电流降至零和 G_L 的电流升到满载值。最后,把 G_H 向前步进一个线圈间距而重接在炮管线圈上。

可以想像,实现上述两电源沿炮管线圈交错地向前换接,必须使用一种所谓的行进“电刷”机构,而且这种电刷的行进必须与弹丸前进同步。但这种“电刷”绝不是前述的普通换向电刷,乃是采用行进的电弧或特殊的触发设备来充任,由它们接通或截断电源。炮管线圈里侧有两排与炮管线圈连接的触点和四排与电源连接的触点(每个电源两排),炮管线圈每排触点交替地与 G_H 和 G_L 通过“电刷”接触。上面的“电刷”把 G_L 的正极性输出端连接到线圈1的左端^[11],把负极性端连接到线圈7的左端;下面“电刷”把 G_H 的正极性端连接到线圈1的右端,而负极性端连接到线圈7的右端。“电刷”向右滑动,线圈7的电流上升到满载,而线圈1的电流降至零。然后把上面“电刷”从驱动线圈上去掉,把下面“电刷”转接到 G_L 上去。继之,将下面的“电刷”把 G_L 的正极性连接到线圈2的左端,把 G_L 的负极性连接到线圈8的左端;上面的“电刷”把 G_H 的正极性连接到线圈2的右端,把 G_H 的负极性连接到线圈8的右端。这样,激励区移动一个线圈间距,然后再开始下个循环。

外电压换向的线圈炮的电源可使用直流发电机给电容器充电的混合装置,电容器组跨接在直流发电机两输出端间,在每个激励位移时提供能量。如果不计其它能量损失时,每个脉冲提供的能量等于发射能量除以驱动线数。如果允许电压 5% 变化时,则要求电容器应储存的能量为一个脉冲能量的 20 倍。所采用的高压电源(G_H)和低压电源(G_L)及其相应的电流 i_L 和 i_H 示于图 3-18 中。

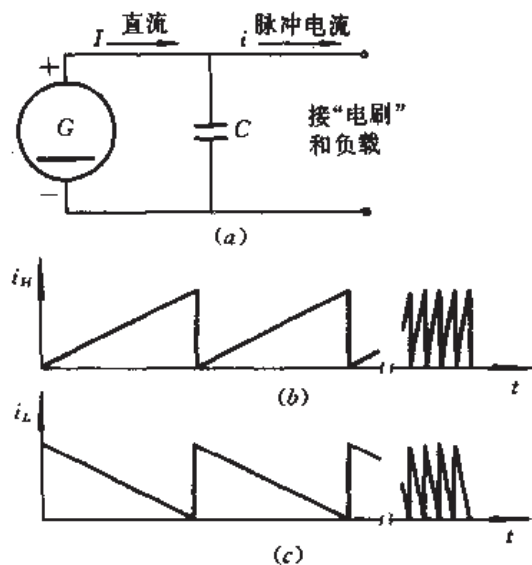


图 3-18 外电压换向线圈炮的一种电源

(a) G_H 和 G_L 电源; (b) 发射开始和结束时 G_H 的电流波形; (c) 发射开始和结束时 G_L 电流波形。

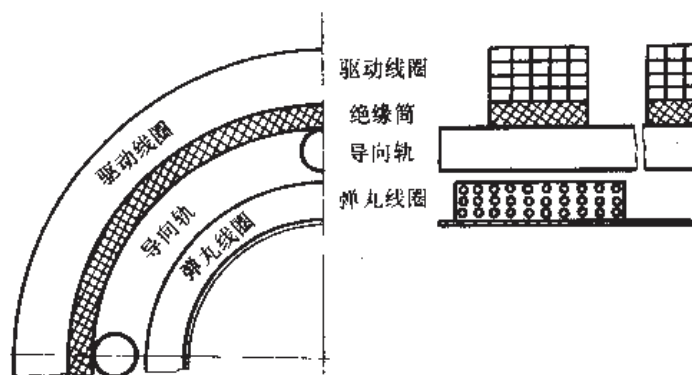
外电压换向线圈炮能达到较高的炮口速度,目前已制定了用它发射 7.5kg 弹丸、5km/s 和 30kg 弹丸速度达到 20km/s 的计划^[11]。

3.4 直流电枢分立驱动的线圈炮

直流电枢分立驱动的线圈炮也是无刷换向的线圈炮。它的显著特点是:弹丸线圈电流为直流;驱动线圈沿炮管分立或分段;激励电流为脉冲的;多半用开关换向。这种线圈炮最早是由美国普林斯顿的麻省理工学院提出的,当初从用途角度称它为“质量驱动器(mass driver)”;我们以其原理和特点,称它为直流电枢分立驱动的线圈炮。图 3-19 是这种炮的一种典型结构图(剖面图)。

弹丸线圈可以是一个或多个,也可各个分立,每个可用多匝导体(如铝)制成。通过其上的馈电电刷与四条导向馈电导轨滑动接触而从直流电源获得直流。若用超导体时,用导向板条代替导轨,起磁悬浮和导向作用。

根据对弹丸的速度要求,沿炮管分立若干驱动线圈,它们由一个或多个电源馈电,通常用电容器组作为电源。当弹丸线圈到达某驱动线圈附近时,该处传感器发出信号,触发相应电源的开关,对该驱动线圈放电激励。这种炮是用来开关换向的。这些驱动线圈可以交错地单相、双相或多相地排列和激励。顺序、同步地快速触发开关放电而形成一个前进的“磁行波”,像同步直线电动机那样带着弹丸线圈前进。一般,越接近炮口驱动线圈的匝

图 3-19 直流电枢分立驱动的线圈炮^[12]

数越少,这是因为越接近炮口弹丸速度越高,要求激励脉冲电流应有更短的上升前沿,因此只有少匝数构成的低电感才能做到。若使用超导体做驱动线圈,将会提高效率、减小炮体积和简化电源。下面以单相和双相电源激励驱动线圈为例分别进行分析。

3.4.1 单相激励

以电容器组作电源进行讨论。储存在电容器的电能以电流形式转变为驱动线圈电感的磁能,然后再把磁能转变为弹丸的动能。在线圈炮条件下,如果不采取其它措施,电容器向线圈电感负载传递能量是欠阻尼的,无功振荡放电居主导;在加速期间,每个线圈放电仅把储能的一小部分损失在电路电阻上和转变成弹丸动能;而大部分能量在弹丸发射后以振荡形式用较长时间损失于电路电阻上。另外,一些电解质电容器储能密度高、成本低,适用于电磁线圈炮(详见第七章),但它的电介质不能承受反向电压。基于上述两个原因,以及为了掌握研究方法,采用图 3-20(a)所示的单向半波放电电路为例进行分析。图中的二极管 D 就是保障单向半波放电的控制元件。

当弹丸线圈到达驱动线圈附近的一个预先确定的位置(约在力失效处前 1cm)时,触发可控硅整流器(SCR),电容 C 通过驱动线圈电感 L_d 和电阻 R_d 放电,放电电流正弦地上升,而电容原充电电压 U_c 下降,如图 3-20(b)所示。当电容器电压 u_c 下降至零并开始反向(极性)时,二极管 D 从它的正方向开始通导电流。这一急剧短路动作把电容从电路中短路掉,从而防止了电流对电容的反方向充电。急剧短路后的电流在 R_d-L_d 回路中指数地衰减。若在无弹丸线圈通过该驱动线圈的空载情况,仅由时间常数 L_d/R_d 控制其衰减,即能量仅消耗在 R_d 上,此时电流 $i_d(t)$ 的衰减规律遵循

$$i_d(t) = I_0 \exp(-R_d t/L_d) \quad (3-91)$$

时间常数仅取决于驱动线圈的横截面,与匝数无关,因为 L_d 与匝数平方成正比,而 R_d 均正比于匝数。若 $i_d(t)$ 开始衰减时弹丸线圈进入该驱动线圈力的有效区域(或有效磁耦合区)内,便是加载情况。在此种情况下,电流将比式(3-91)衰减得快,因为弹丸线圈要从中提取一部分能量归己作为动能。

弹丸线圈电路可用蓄电池供电,它以一变化的互感 M 与驱动线圈耦合。互感随弹丸线圈位置的变化, M 和 dM/dx 随 x 的变化性质与图 3-1 所示类同。

现在分析单相激励的特性,把直观的认识转变为数学公式,以便设计时用它们作为最

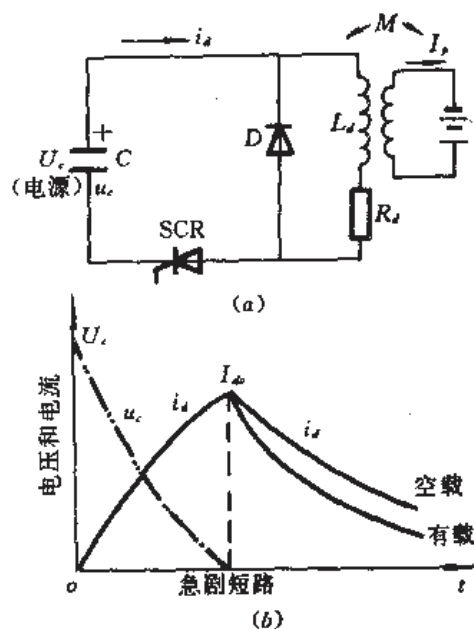


图 3-20 半波加速电路及其波形

(a) 电路; (b) 电压和电流波形。

佳化炮的性能。为此,忽略两个影响因素:(1)假设弹丸线圈电流 I_s 近似常量,即忽略变化的磁通链对 I_s 的轻微影响。实际上,当互感最大和 i_d 变化最快时,弹丸线圈通过驱动线圈的瞬间(尤其在炮管高速端), I_s 将轻微增大;(2)弹丸线圈在两驱动线圈中渡越与每个驱动线圈相互作用时,忽略其它驱动线圈对它的影响,就好像当弹丸线圈到达下个驱动线圈时前个驱动线圈的推力突然消失一样。实际上,即使弹丸线圈通过下一个线圈以后,前个驱动线圈仍有加速弹丸线圈的倾向。

使用上面两个近似后,电路变得简单了。以瞬时电流 i_d 写出电路方程

$$u_c - L_{d0} N_d^2 \frac{di_d}{dt} - N_s I_s \frac{dM}{dt} - i_d R_d = 0 \quad (3-92)$$

式中 L_{d0} ——驱动线圈单匝自感, $L_{d0} = L_d / N_d^2$ 。

由于电荷从电容器上以速率 i_d 消耗,因此电容电压 u_c 的变化率

$$du_c/dt = i_d/C \quad (3-93)$$

互感变化速率

$$dM/dt = \frac{dM}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{dM}{dx} \cdot v, \quad (3-94)$$

若将式(3-94)代入式(3-92),则将建立起弹丸速度 v 与驱动线圈电流 i_d 之间的关系。使用式(3-3)和 $F_s = ma$ 的关系,得到加速度

$$a = dv_s/dt = F_s/m = \frac{I_s N_s}{m} \cdot \frac{dM}{dx} i_d \quad (3-95)$$

由于不同结构线圈的 dM/dx 可以测出或算出,所以能用上述公式表征和计算从一线圈到另一线圈过程中弹丸线圈的运动特性。

每个驱动线圈的匝数 N_d 将影响线圈最大电流和急剧短路前的电流上升速率。这个上升速率可以用假设非急剧短路的阻尼振荡的振荡频率 ω 表示,即 $\omega = (L_d C)^{-1/2} =$

$(N_1^2 L_{10} C)^{-1}$ 。驱动线圈最大电流 I_{10} 可以用电感储能和电容储能相等的式子推出:

$$I_{10} = U_c \frac{C}{L_1} = \frac{U_c C}{L_{10} N_1} \quad (3-96)$$

计算特性的方法是,把方程(3-92)~(3-95)表示成相应的有限差分方程^[12]:

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_1 &= \left[\frac{u_c}{L_{10} N_1^2} - \frac{I_1 v_1 N_1}{L_{10} N_1^2} \frac{dM}{dx} - \frac{R_{10} i_1}{L_{10} N_1} \right] \Delta t \\ \Delta u_c &= -\frac{i_1}{C} \Delta t, \quad \Delta t = \Delta x / v_1 \\ a &= F_1 / m = (i_1 I_1 N_1 / m) \frac{dM}{dx} \\ v_1 &= v_{10} + a \Delta t, \quad W_1 = m v_1^2 / 2 \end{aligned} \right\} \quad (3-97)$$

式中 R_{10} 是单匝驱动线圈的电阻, Δt 为步长。然后用计算机按程序数值积分求解。

3.4.2 双相激励

现在分析双相激励,以此举一反三,从中了解直流电枢分立驱动的线圈炮的原理和特性。图 3-21 示出双相激励的一个区段的电路图^[1]。图中,代表性地使用电容器作电源,两相成 90° 相位差。使用两个超导体弹丸线圈。相应的四个驱动线圈同时工作。为了简单起见,图中仅表示出一相谐振馈电情况(标有“2”字相的驱动线圈由另一相电源馈电)。在每个驱动线圈附近的适当位置均放有光学传感器,当它探知弹丸线圈接近时便发出信号给铁氧体脉冲变压器,脉冲变压器旋即触发可控硅整流器开关。使用脉冲变压器能把驱动线圈电路和触发电路电地隔离开。相“1”驱动线圈电流达到峰值时刻,相“2”电流均为零。每相的驱动线圈间隔为两个电感长度,此举能保证两驱动线圈间的互感梯度正(或负)号不变。每个弹丸线圈被同一相的两个驱动线圈同时作用,之后的驱动线圈推,之前的驱动线圈拉,为此这两驱动线圈应当反向绕制。由于弹丸线圈是两个,每个驱动线圈必须有四次电流半周激励,即正、负号各两次。此外,尚须采用快速充电电路为每区段电容 C_s 充电。全炮将分若干这样的区段,图 3-21 仅画出一个区段。每区段有一个电源(C_s)和若干驱动线圈。每区段电容和线圈电感值不应相同,各区段的间距亦相应拉长,以便适应弹丸线圈的速度增加。

在驱动电流半周振荡加速弹丸以后,区段电容 C_s 的储能减少(电压亦减少),其中一部分转变为弹丸动能,另一部分被驱动线圈等的焦耳热所损失掉。被用掉的这些能量必须在下次触发之前予以补充,亦即必须在两个半波振荡期间($\sim 100\mu s$)快速对 C_s 再充电,以使 C_s 恢复到原来的满载电压,如图 3-22(a)所示。由于这个原因,把振荡周期选作 $4l_m/v_s$ 的 $2/3$ 。若电路振荡频率为 ω ,该处弹丸速度为 v_s 时,则可供选择的点火偏移距离

$$x_i = \frac{1}{4} \left(\frac{4l_m}{v_s} - \frac{2\pi}{\omega} \right) \quad (3-98)$$

式中, l_m 是电感长度。而再充电时间

$$\tau_R = 2x_i / v_s \quad (3-99)$$

对区段电容 C_s 快速充电可使用一个全波充电电路,如图 3-22(b)所示,用直流电解质电容器 C_R 作为再充电电容器组。因为 $C_R \gg C_s$, 所以 C_R 对 C_s 来说就好像是一个蓄电池(分析电路时可如此看待)。这样,电路便简化成由电感 L 、电阻 R 和电容 C_s 组成的 L-R-C 串

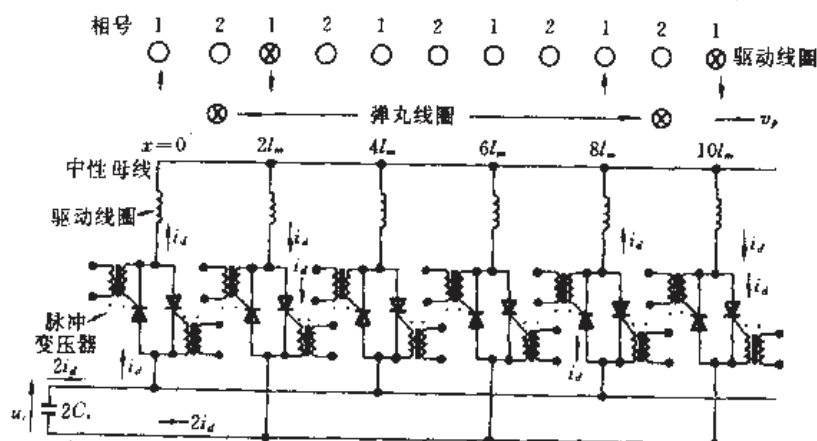


图 3-21 典型双相激励的线圈和电路

↑—推弹丸线圈；↓—拉弹丸线圈；○—无电流；⊗—有电流。

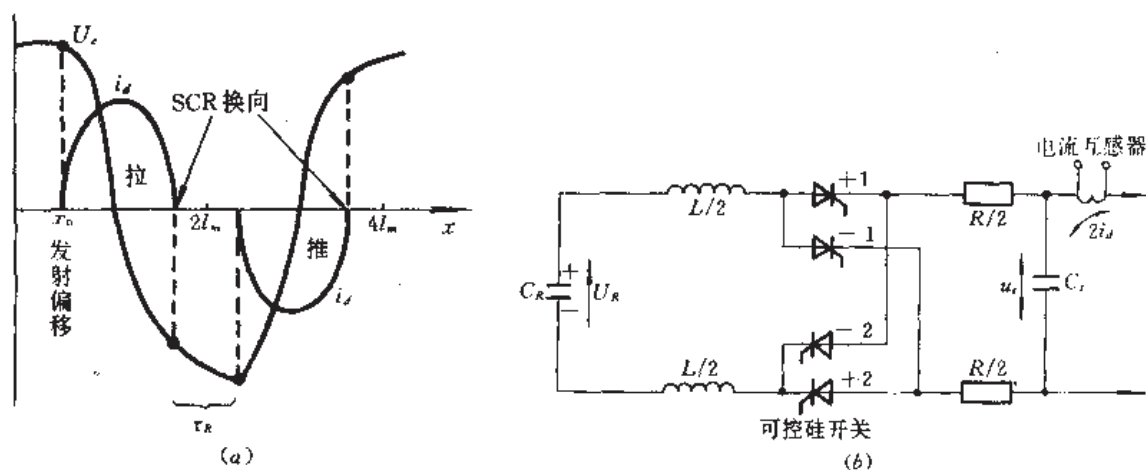


图 3-22 再充电原理

(a) 一个弹丸线圈通过一个驱动线圈时的电特性；(b) 快速再充电用全波充电电路。

联电路。其中 L 为扼流充电电感和杂散电感之和， R 为电路内阻。此电路的振荡极大地简化了所需的转换装置，并且使应用可控硅元件和省去强迫换向的电路成为可能。由于电流振荡和经过半周时电流过零，可控硅能自动地换向。为了对区段电容能两极性充电，需要两对可控硅元件。充电时间 $\tau_R \approx 100\mu s$ ，在这个时间以后区段电容器上的电压

$$u_c = U_R + (U_R + U_U) \exp[-R\tau_R/(2L)] \quad (3-100)$$

式中各量参见图 3-22(b) 所注。由此可见，区段电容电压 u_c 能被充到比再充电电容 C_R 上的电压 U_R 高。为了监控区段电容器上的电压和驱动电流，以及为了及时触发充电电路的可控硅元件，在电路中使用了再充电监测器——电流互感器，由它判定区段电容充电极性和驱动电流过零时刻，以决定触发充电电路的哪些可控硅。实际的每个可控硅触发电路应像图 3-21 那样含有两个脉冲变压器，把可控硅元件和触发电路隔离开来。对于双相直流电枢分立驱动的线圈炮，应提供两个上述的全波充电电路，各管一相。

由于使用超导线圈,在驱动线圈内侧至少置有六根铜(或铝)的导向板条,以起磁悬浮和导向作用。也可设计^[13]常规导体的弹丸线圈,以省去现在超导用的附加致冷系统;但此时许用电流密度减小,电阻损失大,且须增置供滑动接触用的供电导轨,或使用导电的金属系绳供电。

现在建立双相激励的能量传输模型。为此首先建立电路模型。截取图 3-21 中四个正在工作的驱动线圈,把它们串、并联成图 3-23 所示的样子,并分别编号为 $n, n+2$ 和 $n+8, n+10$ 。它们由该区段谐振电容 C 激励。因为两个弹丸线圈在运动,互感 M 变化,在驱动电路的每个支路中感应的附加电动势

$$\mathcal{E}_{n+i} = N_{n+i} \frac{dM}{dt} \quad (i = 0, 2, 8, 10) \quad (3-101)$$

式中 N_{n+i} ——相应支路驱动线圈匝数。

因此,在各支路也存在附加的感生电流。这四个已触发的激励驱动线圈匝数各不相同,因此自感和电阻也不同。另外,第 n 个线圈触发时,在第 n 和第 $n+2$ 以及在第 $n+8$ 和 $n+10$ 线圈间的互感对驱动线圈网络总电感有重要贡献。为了以下建立数学分析模型,这里写出四线圈电感(自感+互感)

$$\left. \begin{aligned} L_n &= L_{d0} N_n^2 - M_{d0} N_n N_{n+2} \\ L_{n+2} &= L_{d0} N_{n+2}^2 - M_{d0} N_{n+2} N_n \\ L_{n+8} &= L_{d0} N_{n+8}^2 - M_{d0} N_{n+8} N_{n+10} \\ L_{n+10} &= L_{d0} N_{n+10}^2 - M_{d0} N_{n+10} N_{n+8} \end{aligned} \right\} \quad (3-102)$$

式中 M_{d0}, L_{d0} ——驱动线圈单匝的互感和自感。

令各单匝线圈的电阻为 R_{d0} ,则各驱动线圈电阻

$$R_{n+i} = R_{d0} N_{n+i} \quad (i = 0, 2, 8, 10) \quad (3-103)$$

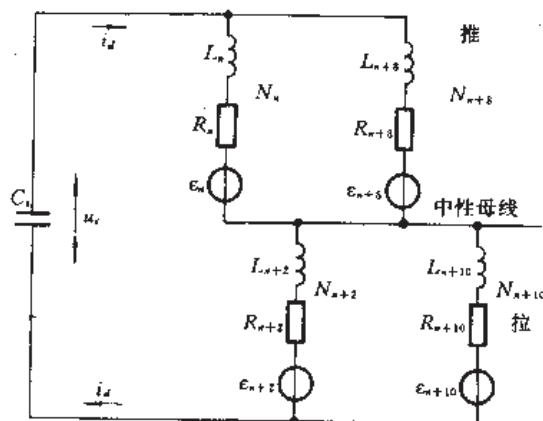


图 3-23 双相激励的电路模型^[14]

单元驱动网络的总电压方程是

$$u_c = i_d R_T + L_T \frac{di_d}{dt} + \frac{1}{2} I_T \left[(N_n + N_{n+8}) \left(\frac{dM}{dt} \right)_A + (N_{n+2} + N_{n+10}) \left(\frac{dM}{dt} \right)_B \right] \quad (3-104)$$

式中 $L_T = [L_n L_{n+8} / (L_n + L_{n+8}) + L_{n+2} L_{n+10} / (L_{n+2} + L_{n+10})]$;

$R_T = [(R_n L_{n+8}^2 + R_{n+8} L_n^2) / (L_n + L_{n+8})^2 + (R_{n+2} L_{n+10}^2 + R_{n+10} L_{n+2}^2) / (L_{n+2} + L_{n+10})^2]$ 。

其中 L_T 和 R_T 应满足 $Q^2 = \omega^2 L_T^2 / R_T^2 \gg 1$ 。式中的下标 A 和 B 分别表示驱动期间推和拉的受力机制。在更高的阻尼振荡角频率 ω (亦即更高的速度) 情况下, 简化的假设 $Q^2 \gg 1$ 实际是正确的。这意味着, 在把电能转变为弹丸线圈动能的过程中, 在炮的低速端效率是低的, 随着弹丸向更高频率区段的行进, 效率将逐渐增加。这些将在以下的计算中看到。

从第 n 级开始的积分计算, 是根据以下的差分方程

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_d &= \frac{\Delta x}{v_j L_T} (u_c - i_d R_T) - \frac{I_s \Delta x}{2 L_T} \left[(N_{s,j} + N_{s,j+1}) \left(\frac{dM}{dt} \right)_A + (N_{s,j+2} + N_{s,j+10}) \left(\frac{dM}{dt} \right)_B \right] \\ \Delta W_k &= I_s \Delta x \sum_j \left[i_{d,j} N_A \left(\frac{dM}{dt} \right)_{A,j} + i_{d,j} N_B \left(\frac{dM}{dt} \right)_{B,j} \right] \\ \Delta u_c &= - \left(\frac{i_d \Delta x}{v_j C_s} \right), \quad i_{d,j} = i_{d,j-1} + \Delta i, \quad u_{c,j} = u_{c,j-1} + \Delta u_c \\ x_j &= x_{j-1} + \Delta x, \quad v_{r,j} = [v_{r0}^2 + 2 \Delta W_k / m]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (3-105)$$

这些方程从属于以下的初始条件: $U_{c0} = U_{c0}(C_s)$; $i_0 = 0$; $x = x_0$ 。 x_0 是在点火延迟期间从一驱动线圈平面起渡越的距离 (近似地等于驱动线圈间距减去速度和振荡 $1/4$ 周期的乘积)。式中, ΔW_k 是在第 j 步长期间转变到弹丸线圈上的动能。 $v_j = dx/dt$ 是瞬时速度。 dM/dx 显然是 x 的函数, x 的度量是从驱动线圈平面起; $dM/dx \approx A_0 x \exp(-B_0 x^2)$, 其中 A_0 、 B_0 和 C_0 均是耦合参量 α_c 的函数, 而 α_c 为两种线圈质心半径比 (见图 3-2)。对上述差分方程的积分要一直进行到 $i=0$ (半周期)。驱动线圈阵中的各线圈的触发换向, 是与从一触发到另一触发的运动数据 (x, v) 相关联。具体地说, 为了计算 $n+1$ 级线圈的触发延迟时间, 需要知道通过它前面几级时的速度。

用以上的基本方法可以计算出直流电枢分立驱动线圈炮的性能。但对一个真实的双相 90° 相位差驱动的精确定仿真有困难的, 主要在于确定时延有困难, 因为两相间电流波形有部分重叠, 以及不知道在前方某些线圈处的速度和加速度。有两种方法能使双相驱动计算获得较好的结果^[14]: (1) 首先以恒速度计算出“1”相时的 ΔW_k , 它的 2 倍接近于“2”相时的动能, 并以此计算出速度, 作为下一线圈触发所需要的延迟数据。(2) 不考虑相数, 看作每个线圈的触发与其前后的触发无关; 使用从 n 线圈出来的速度计算延迟和触发 $n+1$ 线圈的依据。在这两种方法中, 方法(1)过低地估计了速度和加速度, 而方法(2)过高地估计了速度和加速度。使用两种方法计算平均加速度, 其误差小于 10%, 而速度误差小于 5%。

3.5 单级脉冲感应线圈炮

3.5.1 脉冲感应加速原理

至此以前, 所分析的线圈炮其弹丸线圈均是由外电源提供电流的, 即或者在加速期间由外部电源馈电, 或者使用超导体储存永久电流, 或者以大的时间常数携带持久电流。因此, 必须备有弹丸线圈所用的外部电源或致冷系统。这无疑将导致炮的复杂和笨重, 且因有滑动接触时速度受限制。

以下各节主要讨论弹丸线圈电流为感生 (非外电源直接馈给) 的线圈炮。把这类线圈

炮统称为感应线圈炮。感应线圈炮是线圈炮中最为重要的一种,因为它相对简单和有效,所以它是最有前途和最有潜力的线圈炮。历史上曾称其为“感应加速器”、“感应质量驱动器”,甚至称其为“无源同轴加速器”。实际上,感应线圈炮只有两大类:分立驱动线圈的同步脉冲感应线圈炮和连续驱动线圈的异步感应线圈炮。前者又有单级和多级之分。同步脉冲感应线圈炮的弹丸线圈电流是由单相的驱动线圈同步脉冲放电感生的,多级工作时类似直线感应电动机。异步感应线圈炮的驱动线圈是连续的绕组,多相激励,弹丸线圈借助滑差速度感生电流,即以纯粹的直线感应电动机原理工作。但是,有时人们也以结构分类感应线圈炮。上述这些感应线圈炮的性质及其优点,将在以下的各节分析中体现。本节首先讨论单级脉冲感应线圈炮,亦可作为分析同步(多级)感应线圈炮的基础。

在本世纪 60 年代中期,由于磁通压缩、反作用发动机和金属成形等相继得到应用,使单级感应线圈炮得以问世和发展。单级感应线圈炮结构极为简单,一般由储能电源(如电容器组)、开关、驱动线圈和弹丸线圈(或被驱动环)组成,如图 3-24(a)所示。通常驱动线圈和弹丸线圈是同轴和等直径的,这是为了保证磁耦合最紧密。当脉冲电流加到驱动线圈时,弹丸线圈交链磁通感应出一方向相反的环形电流,此环形电流与两线圈间的磁场相互作用产生安培力,此力驱动弹丸线圈朝前运动。由于在弹丸线圈内感应的电流与驱动电流反向,所以在脉冲感应线圈炮中只存在排斥方式的驱动力。若两种线圈的互感为 M ,则弹丸线圈的总电流 $i_p = i_d M / L_p$ 。将其代入式(3-3),得单级脉冲感应线圈炮作用于弹丸线圈上的驱动力

$$F_p = i_d i_p \frac{dM}{dx} = i_d^2 \frac{M}{L_p} \frac{dM}{dx} \quad (3-106)$$

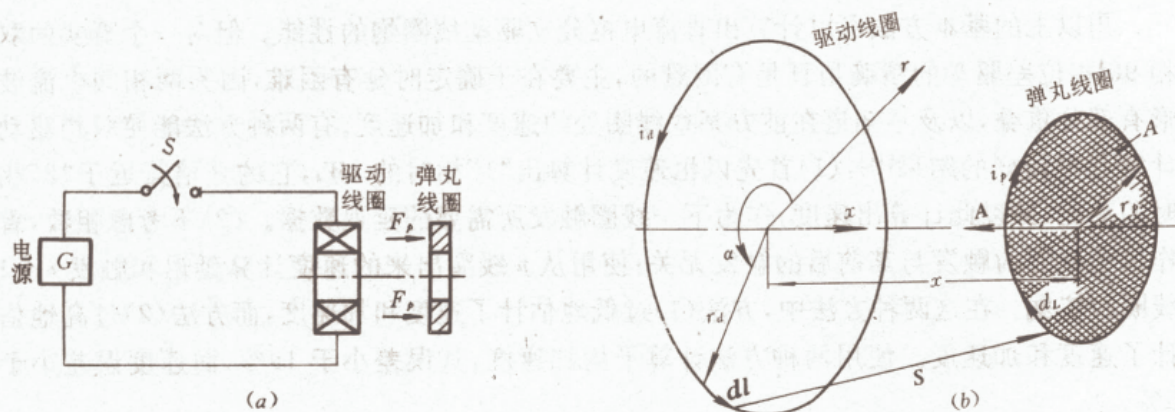


图 3-24 单级感应线圈炮工作原理

(a) 电路; (b) 分析用图。

视所需的驱动力方向不同,两种线圈的几何结构和它们的相对位置排列方式也各异。图 3-24(a)是两种线圈同轴排列的,弹丸线圈被同轴地驱动而离开驱动线圈。这种结构可作真正的线圈炮用,加速弹丸或充作反作用发动机(推力器)用。另一种是弹丸线圈被径向地驱动(压缩),这种结构装置用作磁通压缩和金属成形^[15]。由于这两种应用已超出本书宗旨,故不予讨论。

为了分析,把两种线圈简化成两个如图 3-24(b)所示的电流环。为计算式(3-106)所示

的加速力,我们来求互感 M 和 $dM/dx^{[16]}$:

$$M = \mu \sqrt{r_1 r_2} \left[\left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right] \quad (3-107)$$

式中 $K(k)$ ——第一类完全椭圆积分;

$E(k)$ ——第二类完全椭圆积分。

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta})^{-1} d\theta \quad (3-108)$$

$$E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (3-109)$$

式中 k 为变量,它是两电流环半径 r_1 和 r_2 的函数, $k = \{4r_1 r_2 / [x^2 + (r_1 + r_2)^2]\}^{1/2}$ 。而互感梯度

$$\frac{dM}{dx} = \frac{\mu k x}{4(1 - k^2) \sqrt{r_1 r_2}} [2(1 - k^2) K(k) - (2 - k^2) E(k)] \quad (3-110)$$

现在分析磁场分布及其贡献的力。使用毕奥-萨伐尔方程计算驱动线圈电流元 $i_d d\mathbf{l}$ 在弹丸线圈元 $d\mathbf{s}$ 上产生的磁场强度 $d\mathbf{H}$,则由图 3-24(b)可见, \mathbf{H} 为闭合环路 l 的 $d\mathbf{H}$ 积分^[17]:

$$\mathbf{H} = \oint_l d\mathbf{H} = \frac{i_d}{4\pi} \oint_l \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{s}}{|\mathbf{s}|^3} \quad (3-111)$$

式中 \mathbf{s} ——线圈元 $d\mathbf{l}$ 到 $d\mathbf{L}$ 间的距离矢量,见图 3-24(b)。为了统一,用 x 表示弹丸受力方向,把图 3-24(b)的圆柱坐标 (r, α, z) 改为 (r, α, x) 。磁场 \mathbf{H} 产生一通过弹丸线圈有效面积 A 的磁通 Φ , A 是值为 A 方向与面积正交的矢量。

$$\Phi = \mu \int_A \mathbf{H} \cdot d\mathbf{A} \quad (3-112)$$

由于磁通 Φ 随时间变化,所以它在弹丸线圈上产生的电流

$$i_p = \frac{d\Phi}{dt} \frac{1}{Z} \quad (3-113)$$

式中 Z ——阻抗,与电源激励电角频率 ω 有关。

$$Z = \sqrt{R_p^2 + \omega^2 L_p^2} \quad (3-114)$$

驱动线圈的磁轴和几何轴重合,并与弹丸线圈轴重合放置。在弹丸线圈内的磁通变化

$$\frac{d\Phi}{dt} = \mu \int_A \frac{d\mathbf{H}}{dt} \cdot d\mathbf{A} \quad (3-115)$$

由于两种线圈是同轴排列,仅 $d\mathbf{H}/dt$ 项的轴向分量 dH_z/dt 对穿过弹丸线圈的磁通变化 ($d\Phi/dt$) 有贡献;此轴向分量是由于 i_d 随时间变化和弹丸线圈在不均匀的 H_z 场内运动产生的:

$$\frac{dH_z}{dt} = \left(\frac{\partial H_z}{\partial i_d} \right) \frac{di_d}{dt} + \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \frac{dx}{dt} \quad (3-116)$$

显然, $dx/dt = v_p$ 。把式(3-114)~(3-116)代入式(3-113),得

$$i_p = \mu (\sqrt{R_p^2 + \omega^2 L_p^2})^{-1} \int_A \left[\left(\frac{\partial H_z}{\partial i_d} \right) \frac{di_d}{dt} + \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \frac{dx}{dt} \right] dA \quad (3-117)$$

由此可求得弹丸线圈电流密度 J ,则作用在弹丸线圈上的安培力 $\mathbf{F}_i = J \times \mathbf{B}$,其中磁感应强度 $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ 。因为同轴结构,仅力的 x 方向分量 F_x 能加速弹丸线圈,即

$$F_r = J_r B_\alpha - J_\alpha B_r \quad (3-118)$$

式中量下标 r 和 α 分别表示径向和角向之意。如果根据电流路径理论而不考虑在弹丸线圈上的电流分散,则电流密度分量 $J_r = 0$ 。沿弹丸线圈圆周积分便可计算出 F_r ,即

$$F_r = \int_V (-J_\alpha \mu H_r) dV = -\mu i_p H_r (2\pi r_p) \quad (3-119)$$

式中 dV ——弹丸线圈体积元, $dV = (dr)(dx)r_p(d\alpha)$;
 J_α —— $i_p/(dr \cdot dx)$ 。

以上方程(3-111)~(3-119)描述弹丸线圈运动,但不能解析地求解。因此,必须使用一标准积分程序计算,然后与实验结果比较。

脉冲感应加速具有极高的推力密度和可观的效率,并且无机械接触和电的直接联系。概括地讲,虽然工作原理和结构极简单,但实际上存在许多奇特的电、热和结构问题。从下面三种侧重点不同的分析中,可以了解这些问题的实质。

3.5.2 麦金尼(McKinney)分析法

若以电容器 C 作储能电源,可用图 3-25 表示单级脉冲感应线圈炮的电路模型。通过两个闭合回路的电压方程,把电路变量联系起来

$$u_d = i_d R_d + L_d \frac{di_d}{dt} + M \frac{di_p}{dt} + i_p \frac{dM}{dx} v_p \quad (3-120)$$

$$u_p = i_p R_p + L_p \frac{di_p}{dt} + M \frac{di_d}{dt} + i_d \frac{dM}{dx} v_p \quad (3-121)$$

驱动线圈电压 u_d 和弹丸线圈电压 u_p 的初始值可用最基本的关系式求出

$$du_d/dt = i_d/C \quad (3-122)$$

$$u_p = 0 \quad (3-123)$$

而运动方程是

$$\frac{dv_p}{dt} = \left(\frac{dM}{dx} i_p i_d \right) / m \quad (3-124)$$

按理把上面各方程联立起来,全部问题都可解决。但不幸的是:互感和互感梯度是包括三阶椭圆积分的复杂函数^[18]。虽然求解析解行不通,但用数值近似方法却能得到动态的完整解。

若排除线圈几何形状对能量传输的影响,可建立一个忽略所有电阻和电容影响的理想模型。在这种模型中,向驱动线圈输入初始电流,并在弹丸线圈离开这驱动线圈电流作用以前把驱动线圈电流急剧短路。此时系统的总能量

$$W_m = \frac{1}{2} L_p (i_p^0)^2 + M i_p^0 i_d^0 + \frac{1}{2} L_d (i_d^0)^2 \quad (3-125)$$

式中,物理量符号右上角标 i 表示初始值。此后,弹丸线圈运动而离开驱动线圈。因为不计电阻,故弹丸线圈动能 W_k 用能量守恒原理求出

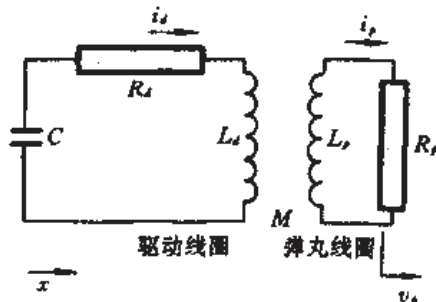


图 3-25 单级感应炮集中参数电路模型

$$W_k = W_{mi} - \frac{1}{2}L_r(i_f')^2 - M i_f' i_i' - \frac{1}{2}L_i(i_i')^2 \quad (3-126)$$

式中量符号右上方角标 f 表示最终值。通过磁通守恒原理,得到最终电流和初始电流之关系

$$i_f' = i_i'(1 - \frac{M^2}{L_i L_r}) \quad (3-127)$$

$$i_r' = -\frac{M}{L_r} i_i', \quad i_i' = 0 \quad (3-128)$$

解方程(3-125)~(3-128),可以确定能量转变效率(输出动能与输入磁能之比)

$$\eta_{m,1} = \frac{M^2}{L_i L_r} \quad (3-129)$$

以上的过程称作绝热磁膨胀,它与一旦膨胀开始就无能量输入或离开的系统的绝热气体膨胀磁地等效^[18]。 $\eta_{m,1}$ 则是这种可用于做机械功的能量的百分数。

正如从式(3-129)所看到的,理想的转变效率仅是初始磁耦合的函数,而这种耦合是比例不变的量,与两种线圈的匝数无关。

为了使炮有良好的性能,应当使 $\eta_{m,1}$ 最大。在一般情况下, $\eta_{m,1}$ 是七个独立变量的函数:两种线圈的径向厚度、轴向长度、间距、和半径。但把此函数表示成解析式是极困难的,所以在寻求两种线圈结构时都采用数值方法。显然,两种线圈的初始轴向间距和径向间隙都应当保持最小。由此可知,两种线圈应当是长而薄的螺线管线圈。这种螺线管线圈的电感有可能用解析式表示。当线圈长度远比平均半径大时,两种线圈的自感和其间的互感分别为

$$L_i = \frac{\mu_0 \pi r^2}{l_i} (1 + \frac{2}{3} \delta_i + \frac{1}{2} \delta_i^2) \quad (3-130)$$

$$L_r = \frac{\mu_0 \pi r^2}{l_r} (1 - \frac{4}{3} \delta_r - \frac{1}{6} \delta_r^2) \quad (3-131)$$

$$M = \frac{\mu_0 \pi r^2}{l_c} (1 - \delta_r + \delta_r^2) \quad (3-132)$$

式中 r ——两种线圈径向间隙到轴线的半径;

l_i, l_r ——两种线圈的长度;

l_c ——两种线圈的耦合长度;

δ_i, δ_r ——两种线圈的各自相对厚度,等于各自的厚度(l_i, l_r)除以 r 。

将式(3-130)~(3-132)代入式(3-129),得到驱动线圈长度 $l_i = \infty$ 时的系统效率

$$\eta_{\infty} = (1 - \delta_r + \delta_r^2) / [(1 + \frac{2}{3} \delta_i + \frac{1}{2} \delta_i^2)(1 - \frac{4}{3} \delta_r - \frac{1}{6} \delta_r^2)] \quad (3-133)$$

若把 $\eta_{m,1}$ 和 η_{∞} 随线圈长度画成曲线,则 η_{∞} 是一直线且不随 l_i 变化;而 $\eta_{m,1}$ 随 l_i 的增大而增加,渐近地趋于理想值(η_{∞})。

显然,在真实的单级脉冲感应线圈炮中,线圈炮不能无限长。另外,尚存两个因素使能量转换非“绝热”:虽然使用电容储能可做到磁通重复地循环再现,但用于转换的磁能却正弦地变化;电阻的欧姆损失也会减少可用的能量。这些都导致真实的转换效率小于 $\eta_{m,1}$ 。

最后,确定一些能量转换的时间参量,以此表征非绝热系统特性,它们是电阻能量、电容能量和有效磁能的转换时间常数

$$\tau_R = L_d/R_d \quad (3-134)$$

$$\tau_c = \pi \sqrt{L_d C} \quad (3-135)$$

$$\tau_m = r/v_p \quad (3-136)$$

若使真实的脉冲感应线圈炮满足 $\tau_R \ll \tau_m \ll \tau_c$, 则它将获得最大的转换效率。

3.5.3 哈特(Hart)分析法

尽管脉冲感应线圈炮的原理简单,但是控制能量传输过程的方程却异常复杂。在电流、电阻、电感和磁耦合间的关系使得这些控制方程强烈地相互依赖,因此精确地解这些方程有困难。在企图了解控制方程中有多少主要参量与另一些参量有关时,哈特^[18]使用了简单的不变磁场模型。该模型的条件是:宽为 b_c 的携带电流的导体被一恒定的磁感应强度 B_0 所加速。控制这个模型的方程是

$$b_c \rho_p \frac{d^2 x}{dt^2} = - \frac{B_0^2}{\mu} \quad (3-137)$$

$$j_p b_c = i_p = - \frac{B_0}{\mu} \quad (3-138)$$

式中 j_p ——弹丸线圈导体电流密度;

ρ_p ——弹丸线圈导体的物质密度。

如果导体被加速一距离 Δx , 则给予导体单位表面积的总动能

$$\frac{1}{2} \rho_p b_c v_p^2 = B_0^2 \Delta x / (2\mu) \quad (3-139)$$

弹丸线圈导体的速度

$$v_p = [B_0^2 \cdot \Delta x \cdot \sigma \cdot \Delta H / (2\rho_p^2)]^{1/3} \quad (3-140)$$

式中 ΔH ——电导率为 σ 的导体焓的变化量。加速的效率

$$\eta_a = [\sigma B_0^2 \Delta x / (\sigma B_0^2 \Delta x + 4\rho_p v_p)] \quad (3-141)$$

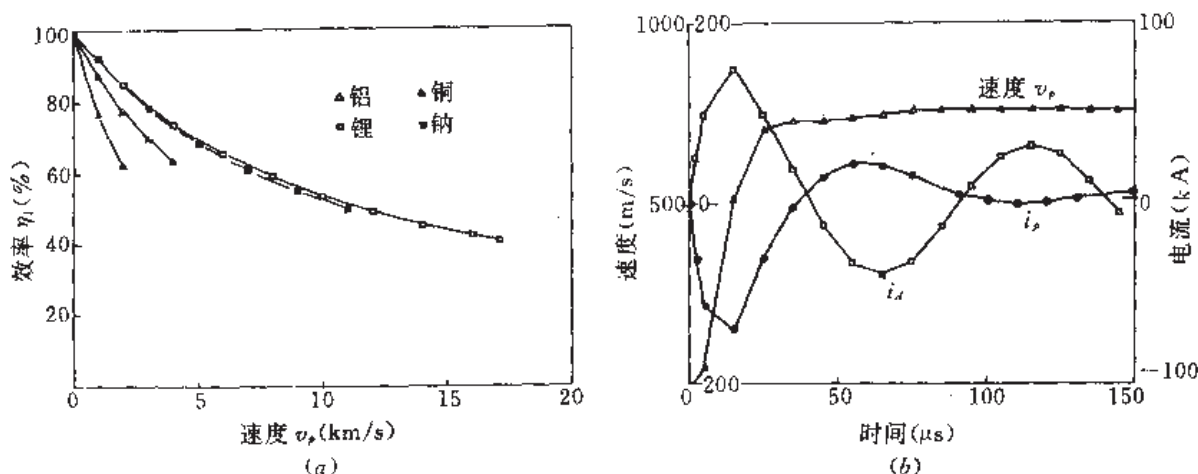
从式(3-140)可看到,弹丸线圈导体材料密度 ρ_p 强烈地影响着速度。这是因为:对于给定的质量情况下,低密度导体具有较大的横截面积。因此,它有较粗的导电路径和呈现较小的欧姆损失,从而有相对大的效率。效率 η_a 与不同密度材料、速度之间的关系曲线,表示在图 3-26(a)中。可见,若被加速的导体是低密度材料(如锂、钠)时,将比高电导率但密度大的铜好得多。从加速度考虑,被加速的导体采用铝和镁为最好^[17]。

虽然这个模型给出基本材料与磁参量间关系的比较,但它不能说明磁耦合变化和依赖于电导率的温度对炮性能影响的原因。因此,尚须寻求包括电动力、热动力和磁耦合影响在内的全部控制方程组,并用数值计算技术予以较精确地求解。借助磁通 Φ 重写控制方程能极大地减少数值求解的工作量。这种控制方程组包括式(3-122)、(3-124)和以下两方程

$$\Phi_d = \int (u_d - R_d i_d) dt = L_d i_d + M i_p \quad (3-142)$$

$$\Phi_p = \int R_p i_p dt = L_p i_p + M i_d \quad (3-143)$$

使用欧拉前向方法,这些方程是容易求解的。虽然这仅是一阶有限微分方法,但在研究基本参量的关系时,它能提供相当的精度和可靠性。再者,使用类似的方法还能把焦耳

图 3-26 Hart 模型计算出的性能^[19]

(a)弹丸线圈材料对效率的影响;(b)速度、电流与时间关系。

热、非线性的材料特性和磁耦合的细节引入方程的解内,结果可得到一个数值模型,它的误差仅在实验值的 15% 以内。用这个数学模型得到的 15cm 口径单级感应炮的电流、速度与时间关系,如图 3-26(b)所示。

这个模型的最重要贡献是它发现了:当弹丸线圈导体被感应地加速到超高速时,将出现反电动势的饱和效应。此效应是由于两种线圈快速去耦引起的,在驱动线圈电路中以一反作用的电压形式表现出来。电路的这种有效阻抗的增加限制了电源电容初始电压所产生的推力。在性能良好的驱动电路中,这个反电动势项与 $L_d di_d/dt$ 电压具有同样的数量级。较先进的线圈设计方案是把向驱动线圈传输能量的过程与弹丸加速的过程分开来,这样能使炮有理想的理论能量转换效率 $\eta_{m,s}$ [见式(3-129)]。

因此,设计时必须考虑两种线圈间的磁耦合、两种线圈的自感、匝间的电介质绝缘强度、焦耳热情况和两种线圈所受电磁力的情况等。通过最佳平衡和折衷这些关键因素,最后便可得到传输最大能量的最佳方案。

3.5.4 伯纳德斯(Bernardes)分析法

首先介绍电路模型(图 3-27)。方案使用了两个电容器组,此举允许采用高能密度电容器,以使炮体积减小,并能防止电容器上的电压反向^[20]。出于研究目的,把电路分成两个主要部分:一是驱动系统,包括两种线圈;二是电源系统,包括两个电容器组、一开关和电源母线。

把驱动系统模拟成一个变压器,次级短路。互感 M 是两种线圈位置的函数;初级的自感 L_d 是驱动线圈的电感,它正比于线圈平均直径和匝数平方;次级自感 L_s 是弹丸线圈的电感,如果弹丸线圈在加速期间变形, L_s 将是一个变量;由于初级和次级匝数比很大,则次级弹丸线圈将有很大电流,其焦耳热显著,因此弹丸线圈电阻 R_s 与温度有关,即与材料的温度系数、工作温度和初始电阻有关。在一般的物理学手册内均可查到计算 L_d 、 L_s 和 R_s 的公式。

与两种线圈位置相关的互感用下面的半经验方法确定:首先忽略 R_s ,把驱动系统变

换成 T 型等效电路,如图 3-27(b)所示,此时从初级端度量的驱动系统的等效电感

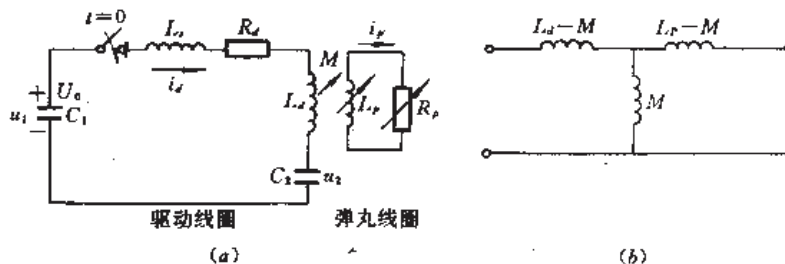


图 3-27 伯纳德斯分析用电路

(a) 双电容电路模型; (b) 驱动系统 T 型等效电路。

$$L_{ef} = L_d - \frac{M^2}{L_p} \quad (\text{或 } M = \sqrt{L_p L_d - L_p L_{ef}}) \quad (3-144)$$

以与弹丸线圈面垂直的间距 x 来度量时,有

$$L_{ef}(x) = L_d \left[1 - \frac{L_p}{L_d} k_0^2 \exp(-2x/l_c) \right] \quad (3-145)$$

$$M(x) = (L_p L_d)^{\frac{1}{2}} k_0 \exp(-x/l_c) \quad (3-146)$$

式中 L_p ——弹丸线圈的初始电感;

k_0 ——在 $x=0$ 时的耦合系数, $k_0 \stackrel{\text{def}}{=} (1 - C_f)^{\frac{1}{2}}$, 其中补偿因子 C_f 是弹丸线圈在 $x=0$ 时被 L_d 减少的倍数。

此外,式中的耦合长度 l_c 表示驱动线圈与弹丸线圈间的有效磁相互作用的距离,规定为 $L_{ef}=0.9L_d$ 时的距离,实验发现 $l_c \approx 1.4r_d$ 。

在电源系统中, R_d 表示初级回路的集中电阻参量,可从无弹丸线圈时振荡电流 (i_d) 指数衰减中精确地获得。类似地,杂散电感 L_s 是依据驱动线圈短路时 i_d 的振荡频率计出。 C_1 和 C_2 是表示电容相等的电容器组,开始 C_1 充电而 C_2 不充电。

现在使用图 3-27(a) 所示的电路模型进行模拟分析,并介绍单级脉冲感应线圈炮的特性。我们对这些变量的时间特性感兴趣:初级驱动线圈电流 i_d 、次级弹丸线圈电流 i_p 、电容器电压 u_1 和 u_2 、弹丸线圈速度 v_p 和加速力 F_p 、与弹丸线圈面垂直的距离 x 、消耗在弹丸线圈上的焦耳热能。研究的方法是:首先写出图 3-27(a) 的初级和次级电路的微分方程,然后把它们处理成可以进行数值解的形式。对于初级和次级有

$$L_d \frac{di_d}{dt} + i_d R_d + \frac{Q_2}{C_2} - \frac{Q_1}{C_1} + M \frac{di_p}{dt} + i_p \frac{dM}{dt} = 0 \quad (3-147)$$

$$\left(\frac{dL_p}{dt} + R_p \right) i_p + L_p \frac{di_p}{dt} + M \frac{di_d}{dt} + i_d \frac{dM}{dt} = 0 \quad (3-148)$$

式中 Q_1, Q_2 ——电容 C_1 和 C_2 上储存的电荷。

所使用的数值算法是龙格-库塔方法,它要求解出的变量导数等于一个不包含该量导数的表达式。用 L_p 和 M 分别乘方程 (3-147) 和 (3-148), 然后相减,得

$$\begin{aligned} \frac{di_d}{dt} = & \frac{1}{L_p L_d - M^2} \left(\frac{Q_1 L_p}{C_1} - \frac{L_p Q_2}{C_2} + \left(M \frac{dM}{dt} - L_p R_d \right) i_d \right. \\ & \left. + \left(M \frac{dL_p}{dt} + R_p M - L_p \frac{dM}{dt} \right) i_p \right) \end{aligned} \quad (3-149)$$

类似地,用 M 和 L_4 分别乘方程(3-147)和(3-148),然后相减,得

$$\begin{aligned} \frac{di_2}{dt} = \frac{1}{L_1 L_4 - M^2} & \left[\frac{M q_2}{C_2} - \frac{M q_1}{C_1} + (M R_4 - L_4 \frac{dM}{dt}) i_4 \right. \\ & \left. + (M \frac{dM}{dt} - L_4 \frac{dL_2}{dt} - R_1 L_4) i_1 \right] \end{aligned} \quad (3-150)$$

其余必要的方程是

$$\left. \begin{aligned} \frac{dQ_1}{dt} &= -i_4, & u_1 &= U_0 + Q_1/C_1 \\ \frac{dQ_2}{dt} &= i_1, & u_2 &= Q_2/C_2 \end{aligned} \right\} \quad (3-151)$$

用上述的方程可得到与式(3-124)相同形式的运动方程,并且可求出弹丸线圈的焦耳热能 $i_1^2 R_1$ 。

使用上述公式计算的结果与所测结果极为吻合,只有计算的速度误差较大(近似70%)。此误差大是由于忽略空气动力学影响所致。

为了了解能量转换效率,用上述方法可得出簇典型曲线(图3-28),以表征炮的最佳效率与 L_4 、 C_1 和 L_1 的关系。图中实线和虚线分别表示系统存在和不存在杂散电感 L_1 的情况,而且它们对应于三种 C_1 值($C_2 = C_1$)。曲线上每一点表示对于一组给定电路参量的最佳效率,每点是通过逐渐加大充电电压直到最大效率出现而得到的。改变充电电压的目的是为改变速度。这些曲线上的点与这样的准则相一致

$$\bar{v}_1 = l_c / \bar{T}_{1/2} \quad (3-152)$$

式中 \bar{v}_1 ——弹丸线圈的平均速度;

$\bar{T}_{1/2}$ ——驱动电流平均第一半周期, $\bar{T}_{1/2} = \pi(\bar{L}_{ef} C_{ef})^{1/2}$ 。

其中,平均有效电感 $\bar{L}_{ef} = \left[\int_0^{t_1} L_{ef} dx + L_s \right] / l_c$; C_{ef} 是有效电容,在图3-27(a)的两电容系

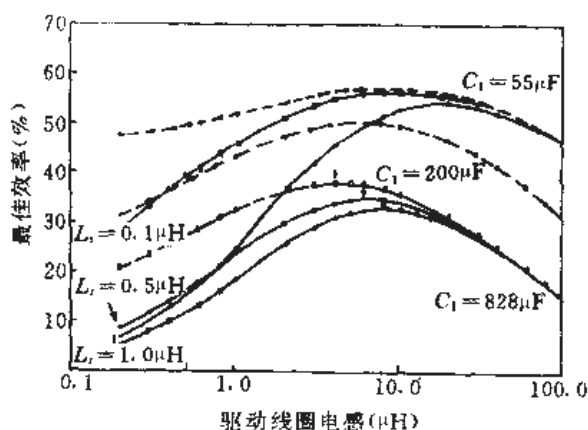


图 3-28 计算机模拟的最佳效率曲线^[20]

($R_1 = 15.6 \text{ m}\Omega$, $R_2 = 1.1 \text{ m}\Omega$; $L_1 = 0.32 \text{ }\mu\text{H}$; $k_0 = 0.89$,
 $l_c = 0.035 \text{ m}$, $m = 0.1 \text{ kg}$)

统中, $C_{ef} = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ 。准则式(3-152)表明:为了最有效地驱动弹丸线圈,在 $\bar{T}_{1/2}$ 时间内弹丸线圈应当处于耦合长度区域内。

比较图3-28中的实线和虚线,杂散电感 L_1 对效率的不利影响是显而易见的。当 $L_1 \approx L_4$ 时,在两种曲线间出现重大的分离,这种分离减小了驱动线圈内可利用的总能量,并因此减小了驱动效率。除 L_1 对效率影响外,当 L_4 太小时效率也减小(图3-28虚线所示)。这种影响可归因于有效的耦合互感梯度 $(dM/dx)_{ef}$ 作用,反映在力的公式中则有

$$F_1 = i_4 i_1 \frac{dM}{dx} = i_4^2 \frac{M}{L_1} \frac{dM}{dx} = i_4^2 \left(\frac{dM}{dx} \right)_{ef} \quad (3-153)$$

在比较不同结构的感应线圈炮时,可把这个有效耦合参量当作品质因数用。当把 M 和

dM/dx 从 $x=0$ 到 $x=l_c$ 空间平均并代入式(3-153)时, 平均的 $(dM/dx)_{ef}$ 与 L_d 的依赖关系是显而易见的:

$$\overline{(dM/dx)}_{ef} = \frac{0.4k_0^2 L_d}{l_c} \quad (3-154)$$

虽然不希望 L_d 太小, 但也不期望它太大; 否则式(3-153)中的 i_d 将减小。

这些曲线还表示出减小有效电容对效率的有利影响。因为从最佳效率准则看, 较低的电容能产生更高的速度, 图 3-28 的趋势意味着感应线圈炮有一驱动弹丸线圈到高速度的特性。遗憾的是, 减小电容仍工作在最佳效率的代价是需要提高充电电压等级。这将对炮的性能产生实际影响。在线圈炮中, 电容充电电压的最高极限约是 100kV。

如果对于 $L_p/R_p \gg T_{1/2}$ 成立(有用情况), 式(3-153)变为

$$F_p = i_d^2 (M/L_p) \frac{dM}{dx} = ma \quad (3-155)$$

平均此表达式, 然后再用 $\bar{v}_p/T_{1/2}$ 代替其中的平均加速度 \bar{a} , 则 \bar{a} 反映在这样的公式中

$$(2m\bar{v}_p)/T_{1/2} = I_{dm}^2 / \left[4 \left(\frac{M}{L_p} \frac{dM}{dx} \right) \right] \quad (3-156)$$

式中 I_{dm} ——驱动线圈峰值电流, $I_{dm} = U_0 (C_{ef}/L_p)^{1/2}$;

$(M/L_p)(dM/dx)$ —— $(M/L_p)(dM/dx)$ 的平均值。

将方程(3-155)和(3-156)联立, 得最佳充电电压

$$U_0 = \left[\frac{4m\bar{v}_p (L_{ef})^{1/2}}{\pi (C_{ef})^{1.5} (M/L_p) (dM/dx)} \right]^{1/2} \quad (3-157)$$

图 3-28 中的曲线与弹的质量 m 无关; 但工作在最佳效率时所需的充电电压, 却正比于 m 的平方根。

最后简要地介绍设计方法。目的是根据给定的速度和系统尺寸来确定出电路元件值和充电电压值, 从而得到一个单级脉冲感应线圈炮, 也就是选取能使炮工作在图 3-28 所示最佳效率峰值的电路参数。设计方法如下。首先假定是一个电容放电的 R-L-C 串联电路以及两种线圈的直径相等。其次是使 L_p 值和 R_d 值最小。杂散电感 L_s 值取决于系统的几何结构, 在电压 30kV 左右, 对于平行板几何结构的母线 L_s 典型地是 250nH; 对于同轴电缆几何结构, 典型地 $L_s \approx 120$ nH。驱动电路电阻 $R_d \approx 10^{-3}\Omega$ 量级, 主要由所使用的驱动线圈材料和尺寸决定, L_d 也由这些尺寸决定。两种线圈尺寸还确定了 L_p 和 L_d 的下限。通过匝数的增加能使 L_d 增大, 直到 $L_d > 10L_s$, L_d 上限不易确定, 但可使用计算机模拟确定它的最佳值。此外, R_p 是由弹丸线圈尺寸和材料性质决定的, 若线圈变形时应考虑 R_p 值的变化。 R_p 的欧姆损失对效率有着重大影响, 因此 R_p 应尽可能地小。还应根据式(3-152)的最佳效率准则来选取 C_{ef} , 式中的平均速度近似地取设计速度之半。最后, 使用式(3-157)估算出所需的充电电压, 其中 L_{ef} 、 M 和 dM/dx 的平均值分别用上述描述它们的公式求得。

3.6 同步感应线圈炮

单级脉冲感应线圈炮多用作其它电磁炮的注入器、电磁金属成形或磁冲击^[15]。虽然前苏联人鲍恩达列托夫(Бондалетов)早在 1967 年就用单级脉冲感应线圈炮把 2g 弹丸线

圈加速到 5km/s,但是这种炮作为大弹丸、高速度的有效武器实属困难。为了实用,应研制多级脉冲感应线圈炮。

多级脉冲感应线圈炮是由多个单级线圈串列而成。每当弹丸线圈到达驱动线圈的适当位置时,使该驱动线圈放电,其磁场在弹丸线圈内变化,以感生电流。驱动线圈是分立的,一般每个驱动线圈各有自己的独立电源,并由开关同步转换。弹丸线圈可以是多匝闭合线圈,也可以是金属套筒(即单匝弹丸线圈)。由于利用同步放电和弹丸线圈内磁通变化感应加速,故称之为同步感应线圈炮。

倘若仅定性或粗略地定量分析,即不考虑相邻驱动线圈与弹丸线圈的相互影响,上节单级感应线圈炮的分析方法可用于多级情况。若精确分析,必须建立新的电路和数学模型。

3.6.1 数学模型

建立电磁和力学方程相联系的模型的目的,是想以此仿真和帮助设计。驱动线圈和弹丸线圈间的作用力和互感以及各自的电感均为距离的函数。如果把负载的动力学特性、炮的运动方程和线圈的电磁方程联立起来便能描述炮的系统,然后解这些方程就能给出炮的动态特性。

同步感应线圈炮的驱动线圈是分立的,如图 3-29 所标注的 2、3、4...10 和 11。弹丸线圈标号为 1。假设驱动线圈用一直流电源来激励,弹丸线圈后面的几个驱动线圈对它产生推力。完成激励作用的线圈依次从电源转接到电阻器上衰减能量,以使线圈电流连续,不引起断路而产生高电压。

开始时,弹丸线圈被引入到炮管内位于驱动线圈第一绕组(2)的前面,同时用电源激励绕组 2,电磁力推动弹丸线圈前进,离开绕组 2 朝绕组 3 方向运动。当弹丸线圈刚离开绕组 2 时,加速力增加到一峰值,然后开始减小^[21]。当弹丸线圈大约到达绕组 3 附近的适当位置时,绕组 3 被转接到电源上,弹丸线圈

再被绕组 3 加速。以上过程一直重复到弹丸线圈达到最后驱动绕组 10。当弹丸线圈朝绕组 11 运动时,把绕组 9 从电源上转换开,并把绕组 11 接到电源上。借助线圈 11 产生的排斥力,把弹丸线圈制动停留在绕组 10 和 11 之间。借助惯性和动量守恒,弹丸可以射出炮膛,而不使弹丸线圈飞出去。

假设在 t 时刻有 n 个携带单方向脉冲电流 i 的线圈,其中 $(n-1)$ 个是在弹丸线圈后面的驱动线圈,一个是弹丸线圈。根据电路理论,可以写出这 n 个线圈的耦合电路矩阵方程

$$[U] = [R^0][I] + \frac{d}{dt}([L^0][I]) \quad (3-158)$$

式中 $[U]$ ——矩阵方程的 n 个线圈电压矢量;

$[I]$ ——矩阵方程的 n 个线圈电流矢量;

$[R^0]$ ——线圈电阻矩阵;

$[L^0]$ ——线圈电感矩阵。

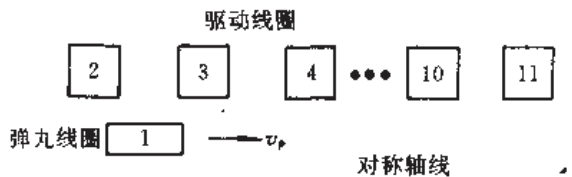


图 3-29 同步感应线圈炮分析用图

其中电阻矩阵 $[R^\circ]$ 是一个 $n \times n$ 的对角线矩阵,其内所列值对应于线圈电阻。通常对线圈数目这样赋值:1号是弹丸线圈,2~ n 是驱动线圈,因此 R_{11} 是弹丸线圈的电阻,等等。应当注意,电阻矩阵随温度变化,而温度取决于线圈电流和电流持续的时间。因此 $[R^\circ]$ 是一随时间变化的矩阵。

$[L^\circ]$ 是 $n \times n$ 矩阵。因为全部驱动线圈固定,表示 $(n-1)$ 这些线圈的电感子矩阵是确定不变的常量。这样, $[L^\circ]$ 矩阵包含四部分:(1)元素 L_{11} 表示弹丸线圈电感,并且是常量;(2) $(n-1) \times (n-1)$ 的方单元的行和列都从2到 n ,这个单元表示驱动线圈的常量自感和常量互感;(3)除第一元素外, $[L^\circ]$ 的第一列表示驱动和弹丸线圈间随时间变化的互感,它们是每个驱动线圈和弹丸线圈距离的函数,因为弹丸线圈运动,互感发生变化;(4)除第一元素外, $[L^\circ]$ 的第一行表示(3)所述的情况,因为 $[L^\circ]$ 矩阵是对称的。

可见, $[L^\circ]$ 矩阵的大多数元素是常量,仅需一次计算。只有上述的(3)和(4)涉及的元素,在每步的数值积分时都需要重新计算。此外, $[R^\circ]$ 矩阵的非零部分,即对角线部分随时间变化,每步数值积分时都要重新计算。

从式(3-158)注意到:为了解电流矢量 $[I]$ 中的 i ,应当在每步积分时逆置这个矩阵,即使用逆矩阵,变换式(3-158)成状态方程形式。因此,令 $[\Psi] = [L^\circ][I]$,则 $[I] = [L^\circ]^{-1}[\Psi]$ 。由式(3-158)有

$$[\dot{\Psi}] = [U] - [R^\circ][L^\circ]^{-1}[\Psi] \quad (3-159)$$

其中 $[\dot{\Psi}]$ ——矩阵 $[\Psi]$ 的时间导数。

现在考虑炮系统的力学部分,即加速力

$$F_x = k_1 + k_2 \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + m \frac{d^2x}{dt^2} \quad (3-160)$$

式中, k_1 和 k_2 都是常量。

首先,若假设某些初始条件,便可解方程(3-158),从中求出电流。实际上从式(3-159)求磁通链 $[\Psi]$,然后用 $[I] = [L^\circ]^{-1}[\Psi]$ 求电流 i 比较容易。为了得知弹丸线圈的位置,应当计算出炮的加速力,这需使用椭圆积分或数表^[21]。把由此求出的力用于式(3-160),便可计算出弹丸线圈的速度、位置和加速度。若已知位置,然后使用由式(3-158)计算出的电流,再把电流连同距离一起用于式(3-160),又可计算加速力,等等。这样,这里所做的在一个积分期间系统不随时间变化的假设,是逼真的而且仅产生极小误差。在运算中,可使用四阶龙格-库塔积分表,因为这是一个快速和精确的方法。

在常规线圈炮中的电流密度约为 32kA/cm^2 ,这在短时间($<1\text{s}$)内线圈是能承受住的。在如此短的时间内,热量都保留在线圈内。每个线圈产生的焦耳热能损失可用 i^2R 来计算。则每个积分步长的一个新的温度值 θ_n 和每个线圈电阻值 R_n 可按式计算:

$$\theta_n = \theta_{n-1} + \frac{i_{n-1}^2 R_{n-1} \Delta t}{m_c C_{\theta}} \quad (3-161)$$

$$R_n = R_{n-1} [1 + f_r (\theta_n - \theta_{n-1})] \quad (3-162)$$

式中 θ_{n-1} ——前步温度($^\circ\text{C}$)。下标 n 表示第 n 个 Δt 步长;

m_c ——每个线圈质量;

C_{θ} ——线圈材料的热容;

f_r ——线圈每变化 1°C 的电阻系数。

模型建立的最后一步是要表明规模变化。假定在某时刻有 k 个带电流的线圈; 则 $(k-1)$ 个是驱动线圈, 1 个是弹丸线圈, 接着是编号为 $k+1$ 的驱动线圈被接通到电源上。很显然, 此时 $[R^0]$ 和 $[L^0]$ 矩阵的规模都变化了, 以一个新的行和列加到这两个矩阵中去。这样变化, 必须以不扰动全部线圈电流的连续性为条件, 即可瞬间地改变电压, 但线圈内的电流不能跃变。

3.6.2 MHD 模型和品质因数

现在讨论同步感应线圈炮工作在高磁能密度时的特性。所谓高磁能密度是指使用最大磁压力 $p_m = B^2/(2\mu_0)$, 但不超过炮结构材料的许用屈服强度 σ_s , 即线圈匝内的磁场 $B \leq (2\mu_0\sigma_s)^{1/2}$ 。由此限定了最大电流密度 $j_m = B/\mu_0$ 和最大磁能密度 $e_{m1} = B^2/(2\mu_0)$ 。例如对铍材料, $p_m = \sigma_s = 10^9 \text{ Pa}$, $B = 50 \text{ T}$, $j_m = 4 \times 10^7 \text{ A/s}$, $e_{m1} = 10^9 \text{ J/m}^3$ 。

由理论和实践可知, 在高能密度时必须考虑下列诸因素影响: 非线性磁扩散, 可塑弹性和磁流体动力学 (MHD) 的流动, 以及材料的相变。因此, 设计高能密度脉冲感应线圈炮时, 必须依据综合的 MHD 模型。

以尤勒里安 (Eulerian)^[22] 守恒形式表示的质量、动量、磁通和内能密度的守恒形式分别是:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}_r) \quad (3-163)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \mathbf{v}_r) = -\nabla (\rho_m \mathbf{v}_r \cdot \mathbf{v}_r) - \nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (3-164)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_r \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\sigma \mathbf{j}) \quad (3-165)$$

$$\frac{\partial e_1}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{S} \quad (3-166)$$

式中

$$\mathbf{S} = (e_1 + p + B^2/(3\mu_0))\mathbf{v}_r - (\mathbf{v}_r \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}/\mu_0 + \sigma(\mathbf{j} \times \mathbf{B})/\mu_0 \quad (3-167)$$

式(3-167)属于状态方程, 其中的材料内能密度 e_1 与压力 p 、材料密度 ρ_m 和电导率 σ 的模式有关, 而电导率模式又取决于内能和压力。

在实践中, 以磁矢位 \mathbf{A} 代替磁场 \mathbf{B} 列出磁通守恒方程更为方便, 而且这总能使得 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ 。在这种情况下, 对于无电荷的介质, 磁通守恒方程变为

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \frac{\sigma}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} + \mathbf{v}_r \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (3-168)$$

此式忽略了内能的粘滞性和热传导的扩散。

即使在一维情况, 以上这些非线性方程也只能用数值方法求解。用这些方程建立起的同步感应线圈炮的模型, 本质上是与炸药驱动的磁通压缩发生器模型的反过程等效。应特别注意磁通守恒方程矢位形式的解、边界条件的技术要求和场变量对外部驱动电路耦合等诸细节。

在模拟高能密度的过程中, 切实地改进材料性质模型是十分关键的因素。磁流体动力学方程是与下面的内能状态方程、电导率方程有关:

$$e_1 = e_1(\rho_m, p) \quad (3-169)$$

$$\sigma = \sigma(e_1, p) \quad (3-170)$$

而状态方程尚应包括弹性可塑体的和硬构件的两种模型。

用上述方程对同步感应线圈炮进行计算机设计编码,可取代大量含有耦合电路矩阵的理论公式的计算。当然,MHD方法和结构方法在其它方面仍是相同的,作用在弹丸线圈上的净加速力仍可由互感梯度获得之。

设计时,计算机代码应包括对各种材料性质的仿真,特别要注意固-液相的转变。

以下讨论炮的品质因数。从上面分析可知,设计一个多级的高能密度同步感应线圈炮,需要全面地进行MHD计算机代码的程序编制和实施计算需要做大量的工作。因此必须寻找出一种方法,以此能简单地预先甄别炮的性能如何,这便是用品质因数作判据的方法。品质因数能把线圈炮乃至导轨炮的性能特征化。

首先定义品质因数 Q_s 。令

$$Q_s \stackrel{\text{def}}{=} \frac{W_k}{A_0 l_p} \quad (3-171)$$

也就是说,品质因数是每单位炮长和每单位弹底面积的弹丸动能或动能增量。用炮的品质因数能比较不同类型电磁炮(线圈炮和导轨炮)的性能,也可比较同类炮不同结构时的性能。

在计算炮品质因数时,为了简单起见,我们假定用一个急剧短路的储能电感器作基本电源电路,并把炮管和弹丸看作是这非刚性电路的元件。这样,炮系统磁能 W_m 的时间变化率

$$\frac{dW_m}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} Li^2 \right) = \frac{1}{2} Li^2 \left(\frac{dL}{dt} / L + 2 \frac{di}{dt} / i \right) \quad (3-172)$$

在电源急剧短路(对炮放电)之后,电路电感 L 变化,假定电阻 R 不变,则电路方程 $d(Li)/dt + iR = 0$,由此得出

$$\frac{1}{i} \left(\frac{di}{dt} \right) = - \frac{1}{L} \left(\frac{dL}{dt} \right) \left(1 + \frac{R}{L} \right) \quad (3-173)$$

把式(3-173)代入式(3-172)得

$$\frac{dW_m}{dt} = - \frac{1}{2} Li^2 \left(\frac{dL}{dt} / L + 2 \frac{R}{L} \right) \quad (3-174)$$

由此得到仅在电路非刚性部件(弹丸)上做功的时间变化率

$$\frac{dW_k}{dt} = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dt} \quad (3-175)$$

将式(3-175)改写成有用的形式,即 $dW_k = \frac{1}{2} i^2 dL$,然后对之积分,得

$$W_k = \frac{1}{2} \int_0^L i^2 dL = \frac{1 - \eta_L}{2} [I_0^2 (L - L_0)] \quad (3-176)$$

式中 η_L ——以电感表示的效率, $\eta_L \stackrel{\text{def}}{=} 1 - L_0/L$;

L_0 ——初始电流为 I_0 时系统的初始电感。

至此,对线圈炮(或导轨炮),可用它的电感值通过式(3-176)求出它弹丸的动能 W_k ,然后用给定的炮长和弹丸横截面积去除此动能,得到炮的品质因数 Q_s 。

现考虑具体的几何参量。令驱动线圈长度 $l_s = l_p$,其几何半径加趋肤深度共为 r_s ;弹丸线圈长度亦为 l_p ,其几何半径减趋肤深度后为 r_p ,则

$$L_0 = \frac{\mu_0 \pi (r_c^2 - r_p^2)}{l_g + r_c - r_p} \quad (3-177)$$

$$L = \frac{\mu_0 \pi r_c^2}{l_g + r_c} \quad (3-178)$$

将它们代入式(3-176),有

$$W_K = \frac{1 - \eta_L}{2} (j_0 l_g)^2 \mu_0 \frac{\pi r_c^2}{l_g} \left[\left(1 + \frac{r_c}{l_g}\right)^{-1} - \frac{1 - r_p^2/r_c^2}{1 + (r_c - r_p)/l_g} \right] \quad (3-179)$$

式中 j_0 ——初始电流线密度, $j_0 = I_0/l_g$ 。

对紧耦合情况,并假设趋肤深度比驱动线圈和弹丸线圈(或弹丸)的半径小得多,而弹底面积 $A_b \approx \pi r_c^2$ 。因此线圈炮的品质因数

$$Q_s = \frac{1 - \eta_L}{2} \mu_0 j_0^2 G(r_c, r_p, l_g) \quad (3-180)$$

式中 G ——函数, $G(r_c, r_p, l_g) = (1 + r_c/l_g)^{-1} - (1 - r_p^2/r_c^2) / [1 + (1 - r_p/r_c)r_c/l_g]$ 。

使用 $j_0 = 40 \text{ MA/m}$ 这样的高能密度比较几种炮的品质因数,其数值列于表 3-1 中。从表中可见,长段线圈炮(含同步脉冲感应线圈炮)的性能比导轨炮优良。以上分析是基于单级情况。若多级、炮的长度增加时,其品质因数将是单级的 67%^[22]。因此,可以得出以下结论:当弹丸速度足够高以满足 $dI/dt > 2R$ 时,简单导轨炮和多个长级组成的线圈炮的性能近似;分段导轨炮由于增加了炮的总长度,其性能不如多个长级线圈炮的性能优良;而短级线圈炮的品质因数较差。

表 3-1 线圈炮和导轨炮品质因数比较

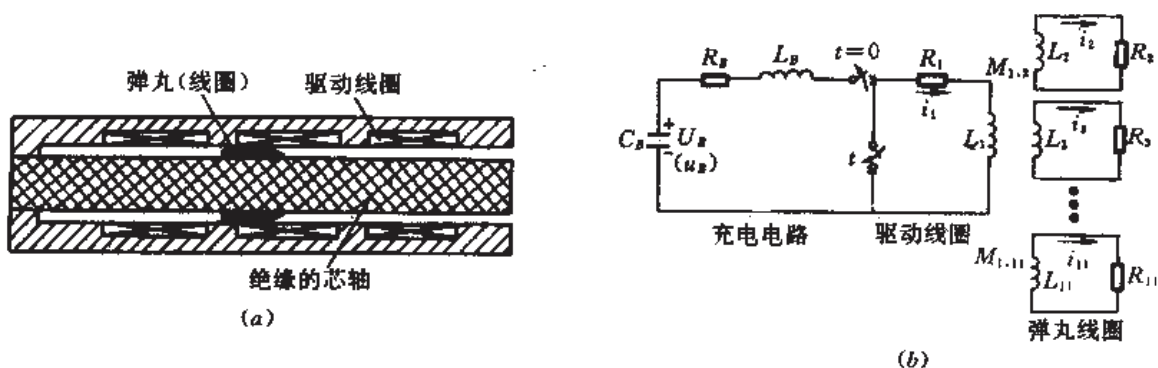
炮 种	品质因数(J/m ³)	条 件
导轨炮	$4.8 \times 10^8 (1 - \eta_L)$	$L'_g = 0.6 \mu\text{H/m}$, $Q_s = (1 - \eta_L) j_0^2 L'_g / 2$
线圈炮(长级)	$6.0 \times 10^8 (1 - \eta_L)$	$r_p/l_g = 1/4$, $r_p/r_c = 0.9$
线圈炮(短级)	$0.6 \times 10^8 (1 - \eta_L)$	$r_p/l_g = 4$, $r_p/r_c = 0.9$

3.6.3 θ 线圈炮

θ 线圈炮是同步感应线圈炮的一种,讨论它既能使我们认识 θ 炮本身,又能掌握具体分析同步感应线圈炮的方法。

θ 炮工作也是基于与弹丸同步地接通相应的分立驱动线圈,使弹丸(或弹丸线圈)脉冲地感生电流,从而加速弹丸的。但 θ 炮加速的弹丸是管状的,本身就是一单匝线圈,它具有良好的机械强度和破甲能力。θ 线圈炮的一种典型结构如图 3-30(a)所示。管状弹丸套在带有采复线(膛线)的绝缘芯轴上,用多个分立的驱动线圈脉冲地感应加速。弹丸是具有一定长度的金属套管,它在芯轴上滑动。这不仅降低了对它结构强度的要求,而且还能使弹丸自旋,提供弹丸出膛后的飞行稳定性。另一种 θ 炮方案是用第二套驱动线圈代替上述的芯轴。第二套线圈在管状弹丸径内工作,外部的驱动线圈依然存在,此时 θ 炮的驱动线圈是成对工作的,能平衡弹丸上的径向压力,亦可降低对弹丸机械强度的要求。现以前种线圈炮(图 3-30)为例进行分析,以了解本节上述原理的具体应用情况。

下面来研究 θ 炮进行仿真计算的方法。正如前述,理应借助麦克斯韦方程和所需的传输系数,解关于质量、动量、能量密度和磁通守恒的非线性磁流体动力学方程,对 θ 炮进

图 3-30 θ 线圈炮原理

(a) 结构, (b) 等效电路。

行完整的模拟。这样做, 求解工作应当在给定的驱动线圈和弹丸的“流体”初始条件和边界条件下进行, 还应考虑两线圈间真空区这一条件(无阻力)。由于 θ 炮的系统情况相当复杂, 这种方法难以使用。代之, 我们使用一个混合方案: 以等效电路模型为基础, 并适当地涉及磁流体动力学方程(如热损失)作为辅助计算。

首先, 建立 θ 炮磁耦合等效电路模型, 如图 3-30(b) 所示。假设每个驱动线圈是一个 N 匝的螺线管, 弹丸是一个有一定长度的单匝线圈, 把弹丸纵向分成 10 个区段, 每段模型化成一等效电路, 各有独立的电流、温升和应力变量。为了讨论方便, 仍假设驱动线圈的电源是电容器组, 并仅讨论一个驱动线圈激励时的情况。

符号的下标“B”表示物理量是驱动线圈电路的参量, 如电阻 R_B 、电感 L_B 和电容 C_B 的充电电压 U_B ; 用下标“1”表示驱动线圈的相关参量; 用下标“2”~“11”表示弹丸 10 个区段等效电路的相关参量。用图 3-30(b) 标注的参量写网络方程^[23]:

$$\left. \begin{aligned} (L_B + L_1) \frac{di_1}{dt} + (R_B + R_1)i_1 &= u_B + \frac{d}{dt}(M_{1,2}i_2) \\ &+ \frac{d}{dt}(M_{1,3}i_3) + \cdots + \frac{d}{dt}(M_{1,11}i_{11}) \\ L_2 \frac{di_2}{dt} + R_2i_2 &= \frac{d}{dt}(M_{2,1}i_1) \\ L_3 \frac{di_3}{dt} + R_3i_3 &= \frac{d}{dt}(M_{3,1}i_1) \\ &\vdots \\ L_{11} \frac{di_{11}}{dt} + R_{11}i_{11} &= \frac{d}{dt}(M_{11,1}i_1) \end{aligned} \right\} \quad (3-181)$$

用同一性归并表示 (M_i) 的导数

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(M_{ij}i_j) &= \frac{dM_{ij}}{dt}i_j + M_{ij} \frac{di_j}{dt} = \frac{dM_{ij}}{dx} \frac{dx}{dt} \cdot i_j + M_{ij} \frac{di_j}{dt} \\ &= v_j \frac{dM_{ij}}{dx}i_j + M_{ij} \frac{di_j}{dt} \end{aligned} \quad (3-182)$$

使用前述方法, 用 I 代替 i 和用 \dot{I} 表示 di/dt , 将方程(3-181)重新整理后, 写成矩阵形式

$$[L][I] + [R][I] = [U] + v \left[\frac{dM}{dx} \right] [I] + [M][I] \quad (3-183)$$

式中, 11 个元素的列矢量分别是:

$$[I] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \vdots \\ I_{11} \end{bmatrix}, \quad [\dot{I}] = \begin{bmatrix} \dot{I}_1 \\ \dot{I}_2 \\ \dot{I}_3 \\ \vdots \\ \dot{I}_{11} \end{bmatrix}, \quad [U] = \begin{bmatrix} u_B \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3-184)$$

11×11 系数电感和电阻矩阵分别是:

$$[L] = \begin{bmatrix} L_B + L_1 & 0 & 0 \cdots & 0 \\ 0 & L_2 & 0 \cdots & 0 \\ 0 & 0 & L_3 \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 \cdots & L_{11} \end{bmatrix}, \quad [R] = \begin{bmatrix} R_B + R_1 & 0 & 0 \cdots & 0 \\ 0 & R_2 & 0 \cdots & 0 \\ 0 & 0 & R_3 \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 \cdots & R_{11} \end{bmatrix} \quad (3-185)$$

11×11 系数互感梯度和互感矩阵分别为

$$\left[\frac{dM}{dx} \right] = \begin{bmatrix} 0 & dM_{1,2}/dx & dM_{1,3}/dx & \cdots & dM_{1,11}/dx \\ dM_{2,1}/dx & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ dM_{3,1}/dx & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ dM_{11,1}/dx & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \quad (3-186)$$

$$[M] = \begin{bmatrix} 0 & M_{1,2} & M_{1,3} & \cdots & M_{1,11} \\ M_{2,1} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ M_{3,1} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ M_{11,1} & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \quad (3-187)$$

电阻矩阵元素

$$R_i = \rho_m l_i / A_i \quad (i = 1, 2, \cdots, 11) \quad (3-188)$$

式中 ρ_m ——一个电路的电阻率;

l_i ——一个电路的长度;

A_i ——一个电路导电路径的横截面积。

按着格罗弗(Grover)方法^[23], L_i 是电路匝数、有效半径和长度的函数。 M_{ij} 是每个耦合电路匝数、有效半径和长度以及它们间距的函数。 M_{ij} 的梯度

$$\frac{dM_{ij}}{dx} = \frac{M_{ij,(x+\Delta x/2)} - M_{ij,(x-\Delta x/2)}}{\Delta x} \quad (3-189)$$

对于用电容 C_B 作电源的情况, 列矢量 $[U]$ 的非零元素仅是电容器电压 u_B

$$u_B = u_B(0) - \frac{1}{C_B} \int_0^t i_1(t) dt \quad (3-190)$$

式中 $u_B(0)$ ——换向($t=0$)时刻电容电压, $u_B(0)=U_B$ 。

使用前向的差分方法计算电流, 则每一电流

$$I_{n+1} = I_n + \Delta t \left(\frac{di_n}{dt} \right) \quad (3-191)$$

式中,第 n 个步长时的电流 $I_n = I(t_n)$, $di_n/dt = di(t_n)/dt$, $I_{n+1} = I(t_{n+1})$, 以及 t_{n+1} 、 t_n 的关系是 $t_{n+1} = t_n + \Delta t$ 。因此,这种方法首先要求计算出 $[I]$ 或 $[di/dt]$ 。这可从式(3-183)直接进行,把式(3-183)重新整理成 $[L][I] - [M][I] = [U] - [R][I] + v_r[dM/dx][I]$, 并对左边提系数矩阵公因子,得

$$([L] - [M])[I] = ([U] - [R][I] + v_r \left[\frac{dM}{dx} \right][I]) \quad (3-192)$$

取矩阵 $([L] - [M])$ 的逆矩阵,用这个逆矩阵乘式(3-192)两侧,得到所需要的结果

$$[I] = ([L] - [M])^{-1}([U] - [R][I] + v_r \left[\frac{dM}{dx} \right][I]) \quad (3-193)$$

再回到把时间分成 n 个步长的方法上来,

$$[I]_{n+1} = ([L]_n - [M]_n)^{-1}([U]_n - [R]_n[I]_n + v_{r_n} \left[\frac{dM}{dx} \right]_n[I]_n) \quad (3-194)$$

初始条件为 $[I]_0$, 即 $t=0$ 时刻的 $[I]$, 通过置 $[I]_0=0$ 和 $v_{r_0}=0$ 来求得。因此

$$[I]_0 = ([L]_0 - [M]_0)^{-1}[U]_0 \quad (3-195)$$

然后,比照式(3-191),并令 $[I]_1$ 是 $t=0+\Delta t$ 时的 $[I]$, 则

$$[I]_1 = [I]_0 + \Delta t [I]_0 = t[I]_0 \quad (3-196)$$

其后, $I(t)$ 的解可由下式推出

$$[I]_{n+1} = [I]_n + \Delta t [I]_n \quad (3-197)$$

式中的系数矩阵元素可以每时间步长计算出。

现在寻求 θ 线圈炮的运动方程。首先讨论系统电流与运动方程的联系,并以此分析应力。取时间 $t=t_{n+1}$ 的矩阵 $[I]_{n+1}$ 各元素值,能容易地计算出作用于弹丸每一区段上的轴向力 F_{μ} 。由于已知 I_i , 则

$$F_{\mu}^{n+1} = I_i^{n+1} \left[\frac{dM}{dx} \right]_{i,n+1} [I]_{n+1} \quad (i = 2, 3 \cdots 11) \quad (3-198)$$

在 $n+1$ 时间步长作用在整个弹丸上的力 F_p^{n+1} 显然是 10 个区段受的加速力之和,即

$$F_p^{n+1} = \sum_{i=2}^{11} F_{\mu}^{n+1} \quad (3-199)$$

同样,作用于弹丸每区段上的径向力

$$F_{ri}^{n+1} = I_i^{n+1} \left[\frac{dM}{dr} \right]_{i,n+1} [I]_{n+1} \quad (3-200)$$

式中径向互感梯度矩阵

$$\left[\frac{dM}{dr} \right] = \begin{bmatrix} 0 & dM_{1,2}/dr & dM_{1,3}/dr & \cdots & dM_{1,11}/dr \\ dM_{2,1}/dr & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ dM_{3,1}/dr & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ dM_{11,1}/dr & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \quad (3-201)$$

若把驱动线圈也分成 10 个纵向区段,可使用上述同样的方法获得作用于每个驱动线圈区段上的轴向和径向力,因为此时已知在每个弹丸区段内的电流值。

质量为 m_r 的弹丸的加速度 a , 可直接从式(3-199)获得,即

$$a_{n+1} = F_p^{n+1}/m_p \quad (3-202)$$

在 $t=t_{n+1}$ 时的速度

$$v_p^{n+1} = v_p^n + \Delta t \cdot a_{n+1} \quad (3-203)$$

在 $t=t_{n+1}$ 时弹丸行进的距离

$$x_{n+1} = x_n + \Delta t \cdot v_p^{n+1} \quad (3-204)$$

借助以上的运动方程可计算出弹丸受的应力。令 A_r 和 A_z 为力作用于弹丸每区段的径向和轴向面积, r_o 和 r_i 是弹丸的外和内半径, 弹丸长度为 l_p , 则对于 -10 区段的弹丸有 $A_r = 2\pi r_o l_p / 10$, $A_z = \pi(r_o^2 - r_i^2)$ 。使用式(3-200), 则在 $t=t_{n+1}$ 时弹丸 i 区段所受的径向应力

$$(\sigma_r)_i^{n+1} = (F_{pi})^{n+1}/A_r \quad (3-205)$$

在 i 和 $i+1$ 区段间的压力差是轴向应力, 使用式(3-198)得轴向应力

$$(\sigma_z)_{i,i+1}^{n+1} = [(F_p)_i^{n+1} - (F_p)_{i+1}^{n+1}]/A_z \quad (3-206)$$

对于径向应力, 计得负号时, 表示力指向轴线; 对于轴向应力, 计得负号时表示系拉应力。

使用上述的类似方法, 也可以计算出驱动线圈所受的应力。

此外, 在 0 线圈炮模拟过程中还存在各种非线性现象。讨论这些现象, 能使理想模型接近于实际。这些非线性现象包括: 磁扩散、热损失、摩擦和弹丸旋转。

首先, 磁扩散呈现在等效电路中, 电流层向弹丸壁的渗透可用有效趋肤深度来表征。当已知电流频率和材料电导率时, 这个趋肤深度是容易计算出的。计算出趋肤深度后, 就能计算出与温度相关的线圈半径。而区段半径的变化又反映在每区段每步长的自感、互感和电阻的再计算中。

其次, 热损失是指由于焦耳热引起驱动线圈和每区段弹丸的温度增加。这个温度曲线通过热导率的不同来分布, 描述此现象的微分方程

$$c_m \frac{\partial T}{\partial t} = Ri^2 + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_t \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (3-207)$$

式中 c_m ——比热;

k_t ——热导率。

因为弹丸壁厚度远比长度小, 故可忽略径向热传导, 故弹丸 j 区段的温度

$$T_j^{n+1} = T_j^n + \Delta t \cdot S_j^n + \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} [D_{j+1/2}^n (T_{j+1}^n - T_j^n) - D_{j-1/2}^n (T_j^n - T_{j-1}^n)] \quad (3-208)$$

式中 $S_j^n = (i_j^n)^2 R_j^n / [(m_p)_j (c_p)_j^n]$;

$$D_{j+1/2}^n = (D_{j+1}^n - D_j^n) / 2;$$

$$D_{j-1/2}^n = (D_j^n - D_{j-1}^n) / 2;$$

$$D_j^n = k_t / [d_m (c_p)_j^n], \text{ (其中 } d_m \text{ 为材料比重);}$$

$$R_j^n = R_0 (1 + \alpha_t T_j^n), \text{ 时间 } t_n \text{ 时 } j \text{ 区段等效电阻, 其中 } \alpha_t \text{ 为材料的电阻温度系数。}$$

再次, 材料的比热在室温和熔化温度间是相对恒定的。但是低于室温时, 比热迅速变化。为了使用低温的初始条件, 现给出从 $T=77\text{K}$ 到熔化温度的比热 c_p 与温度 T 的简单关系模型:

$$c_p(T) = \begin{cases} \exp\{-5 + c_1[(\ln T) - c_2] - c_3[(\ln T) - c_2]^5\} & (c_6 \leq T \leq c_7) \\ c_4 \exp(c_5 T) & (c_7 \leq T \leq T_m) \end{cases} \quad (3-209)$$

$$(3-210)$$

对于铝材: $c_1 = 1.163$, $c_2 = 0.91$, $c_3 = 2.45 \times 10^{-3}$, $c_4 = 0.819$, $c_5 = 3.07 \times 10^{-4}$, $c_6 = 73\text{K}$; $c_7 =$

273K; $T_{\text{熔}}=933\text{K}$; 对于铜材: $c_1=1.479$; $c_2=2.10$; $c_3=2.28 \times 10^{-3}$; $c_4=0.333$; $c_5=3.917 \times 10^{-4}$; $c_6=77\text{K}$; $c_7=273\text{K}$; $T_{\text{熔}}=1356\text{K}$ 。

此外,弹丸在芯轴上运动具有摩擦力。弹丸由芯轴导向,对弹丸存在径向压力,势必产生摩擦阻力。当弹丸向 x 坐标轴正方向运动时,其阻力

$$F_D = + \mu F_{pr} \quad (3-211)$$

式中 μ ——摩擦系数,典型地 $0.05 \leq \mu \leq 0.20$;

F_{pr} ——弹丸的径向压力,可用式(3-200)计得。

显然,阻力影响加速度。减小摩擦的方法是,使弹丸的发射位置远离驱动线圈的中心面,因为此时作为线圈和弹丸间距函数的径向力明显减小,而对发射有用的纵向力却最大。

最后简单说明弹丸旋转。对于旋转角频率为 ω_r 和弹丸半径为 r 的情况,因自旋产生的向外指的径向力

$$F_{rr} = m_r r \omega_r^2 \quad (3-212)$$

在很大程度上 F_{rr} 影响摩擦阻力。考虑到弹丸材料强度的限制,旋转频率 $\omega_r \approx 2\pi \times 10^3 \text{r/s}$ 。如果考虑旋转因素,必须把 F_{rr} 这个力引入式(3-211)的摩擦阻力中去和引入到式(3-205)的径向应力中去。这表明弹丸自旋对摩擦阻力和应力的影响。

3.7 异步感应线圈炮

在感应线圈炮中,存在同步和异步两种工作方式。前面介绍了同步感应线圈炮,那里一般采用分立的驱动线圈、单相激励工作,当弹丸到达某驱动线圈时,借助开关使该线圈同步放电,磁通 Φ 在弹丸线圈内变化产生感生电动势 $L d\Phi/dt$,感生电流(或涡流),以此产生推力加速弹丸。这种线圈炮的明显缺点是,需要开关动作与弹丸精确地同步,这就增加了控制和功率调节系统的复杂性。本节介绍的异步感应线圈炮,不存在这种缺点。

3.7.1 原理

炮的驱动线圈串联或并联成多相绕组的连续绕圈形式,由多相(常三相)电源激励,产生一个像异步(或感应)电动机旋转磁场那样的直线行波磁场,行波速度较弹丸线圈速度快,借助其滑差速度引起相对运动,在弹丸线圈内感生电流,行波磁场“拉”着弹丸线圈前进。由于弹丸加速需要速度越来越高,因此应当把整个驱动线圈分成若干段。为了获得从一段到另一段相速增加的行波,或者增加激励电源的频率,或者增大驱动线圈的极距(半波长)。由于弹丸长度相对短,所以过大地增加极距是不实际的,因此沿炮管长度增加谐振频率较为合适。可以每段使用一固定频率,仅逐段增频便可。由此可见,异步感应线圈炮各段的激励频率是不相同的,故可使用不同频率的发电机或不同谐振频率的电容器电路作异步感应线圈炮的电源。

图 3-31 表示异步感应线圈炮的原理。以一定的相位差对驱动线圈多相绕组交流激励,会像异步感应电动机那样在线圈附近产生一径向磁场,此磁场沿炮管近似正弦分布。由于激励电流随时间变化,该磁场沿炮管以波(相)速度 v_w 前进。定义行波速度 v_w 与弹丸速度 v_r 之差为滑差速度 $v_s (=v_w - v_r)$ 。这个相对运动的速度是弹丸线圈感生角向电流 i_r 的

原因。若磁场为理想的正弦波时,弹丸线圈的感应电压有效值

$$U_p = C_l B v_s \quad (3-213)$$

式中 B ——磁感应强度有效值, $B = B_m / \sqrt{2}$;

C_l ——弹丸线圈的周长。

若弹丸线圈的电流有效值为 I , 时, 则作用于弹丸的加速力

$$F_p = C_l B I, \quad (3-214)$$

若弹丸的长度是磁行波波长的整数倍, 则作用于弹丸上的力不随时间变化。弹丸线圈的欧姆损失与机械功之比等于 v_s/v , 因此可通过减小滑差速度来减小欧姆损失; 但此时必须提高驱动电流, 以保持原设计的加速力不变。

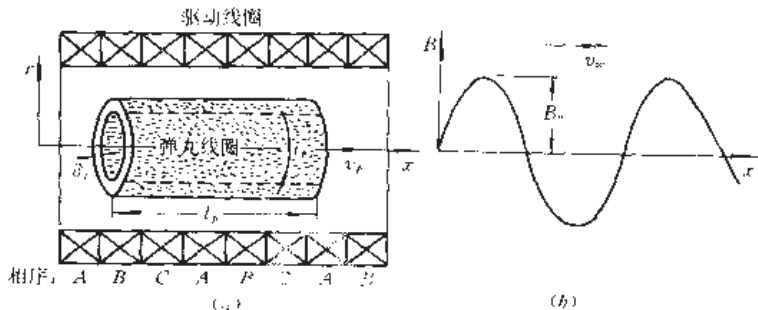


图 3-31 异步感应线圈炮工作原理

(a) 炮结构示意; (b) 磁行波场。

现在以三相电流激励的磁行波为例进行讨论。相邻的螺线管驱动线圈保持 60° 相位差电连接。对于这样一空间、时间电流分布, 一个正弦电流波形将按图 3-32(b) 所示的空间行进, 它产生一个类似本身形状的径向 B 场波形, 如图 3-32(c) 所示。在某位置 (r, x) 的径向和轴向 B 场是由驱动线圈电流 I_d 引起的, 它们分别是

$$B_r = \frac{\mu_0 I_d x}{2\pi r \sqrt{(r_d + r)^2 + x^2}} \left[-K(k) + \frac{r_d^2 + r^2 + x^2}{(r_d - r)^2 + x^2} E(k) \right] \quad (3-215)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I_d}{2\pi r \sqrt{(r_d + r)^2 + x^2}} \left[K(k) + \frac{r_d^2 - r^2 - x^2}{(r_d - r)^2 + x^2} E(k) \right] \quad (3-216)$$

式中 $E(k)$ ——二类完全椭圆积分;

$K(k)$ ——一类完全椭圆积分;

k ——变量, $k = \{4r_d r / [x^2 + (r_d + r)^2]\}^{1/2}$ 。

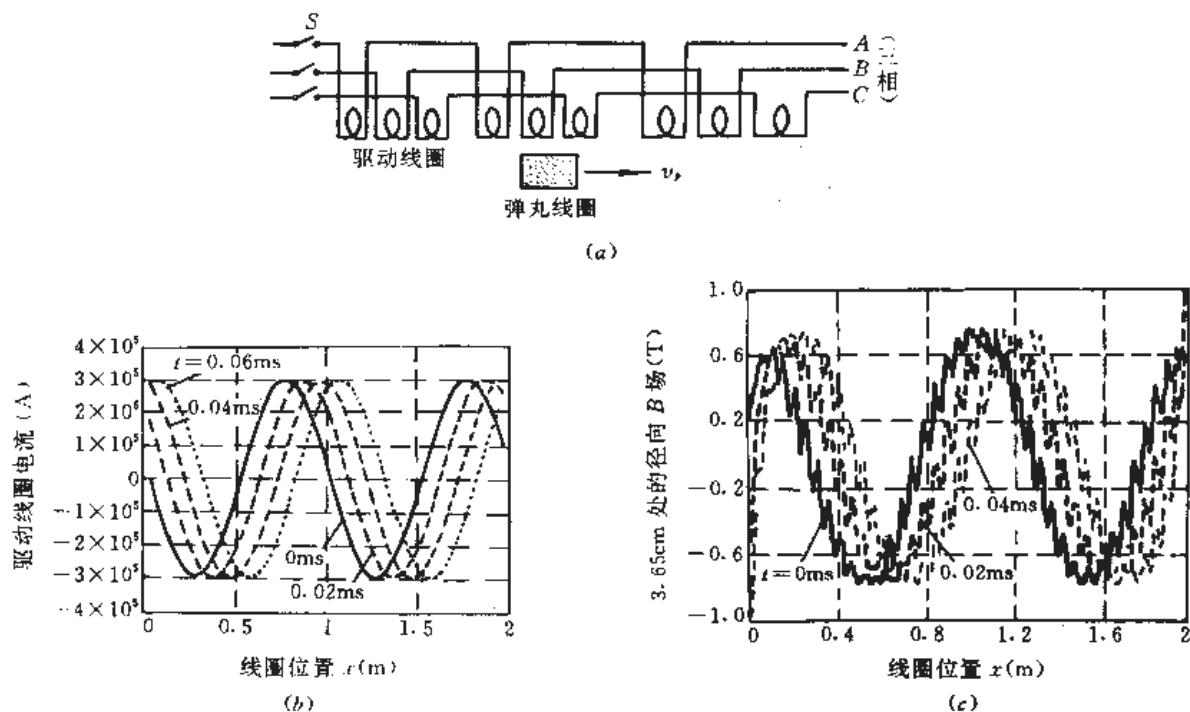
B 场波形以同步速度(波速) v_w 前进, 而 v_w 与电源频率 f 、极距 τ 有关:

$$v_w = 2\tau f \quad (3-217)$$

如果弹丸线圈也以同步速度 v_w 前进, 即 $v_p = v_w$, 则弹丸线圈处于磁静止的环境。它与磁波无相对运动 ($v_s = 0$), 故不能在弹丸线圈中感应出电流。当滑差速度 $v_s \neq 0$ 时, 弹丸线圈经受径向 B 场的时间变化, 它被感应出涡流。由于弹丸线圈电流与径向磁场 B_r 作用, 有力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 作用于弹丸线圈上, 这个力加速弹丸沿 x 方向前进。

极距控制着两相线圈间的距离, 它强烈地影响行波波形的平滑度。极距越大, 波形的起伏程度越大, 其加速度波动亦越大。

设计炮时, 除考虑极距外, 尚须考虑以下因素: 两种线圈的间距, 各线圈厚度, 线圈的分层, 激励频率, 相数, 两种线圈半径比, 弹丸线圈的初始注入速度, 弹丸(线圈)长度及其

图 3-32 三相激励异步感应线圈炮^[16]

(a) 三相电路; (b) 驱动线圈电流空间时间分布; (c) 相应径向 B 场波形。

导体厚度, 两种线圈电流的初始条件, 以及其它有关参量。这些参量对炮性能的影响, 在参考文献[16]中有较详细的论述。

异步感应线圈炮采用分段激励也可减少欧姆损失, 但弹丸线圈的发热往往较严重。为了分析能量和其它有关性能, 应当定义滑差 s : 滑差速度与行波速度之比, 即

$$s \stackrel{\text{def}}{=} \frac{v_s}{v_w} = \frac{v_w - v_p}{v_w} \quad (3-218)$$

弹丸在第 i 段渡越期间速度的增量

$$\Delta v_p^i = v_{pf}^i - v_{po}^i = v_w^i (s_0^i - s_f^i) \quad (3-219)$$

式中符号的下标“0”表示进入 i 段时的量, “f”表示离开 i 段的量。任意段的长度 l_i 应正比于弹丸的平均速度, 即

$$l_i = \phi(s) \frac{v_{po}^i + v_{pf}^i}{2} \quad (3-220)$$

式中 $\phi(s)$ ——滑差函数, 与进入和离开 i 段的滑差有关。

方程(3-220)表明, 异步感应线圈炮的段长度应发生变化。当弹丸速度增加时, 段的长度也应增长。开始的几段有可能比单匝弹丸线圈(管状弹丸)还短, 在这种情况下把这些短段合并成一大段是有利的, 此时可用第一电源先同时以某一频率激励这些段, 然后再用第二电源以更高的频率激励这些段。

第 i 段转移到弹丸上的动能

$$W_{ki} = m_p [(v_{pf}^i)^2 - (v_{po}^i)^2] / 2 \quad (3-221)$$

第 i 段消耗在筒状弹丸上的热能

$$W_{hi} = W_{ki} s_{av}^i / (1 - s_{av}^i) \quad (3-222)$$

式中 s_{av}^i ——第 i 段的平均滑差, $s_{av}^i = (s_0^i + s_f^i) / 2$ 。

因为弹丸通过炮管的渡越时间仅凡毫秒,故向周围传导的热量可以忽略不计。因此弹丸线圈(或管状弹丸)的温升

$$T = (c_p m_p)^{-1} \sum_{i=1}^n W_{h_i} \quad (3-223)$$

式中 c_p ——弹丸线圈材料的比热。

若取 T 小于弹丸(线圈)材料的熔化温度,则此时 T 便是设计时取最少段数 n 的判据。

3.7.2 电枢电流数学模型

正如在以前分析中所看到的,一旦电流分布已知,则线圈的性能便可通过计算表示出来;而使用网孔-矩阵方法求电流是容易的。现仍使用 $x-y$ 平面坐标系分析异步感应线圈炮(图 3-33)。

假设驱动线圈电流在每个线圈内分布均匀,并且已知是时间函数;弹丸线圈是以速度 v_p 运动的管状弹丸,其上的电流分布待定。如 3.2 节和图 3-15 那样对线圈分网孔和编号,并仍使用 3.2 节所命名的变量(I, R, F, B, C)和符号 T, S 之含意。这样,容易写出网孔电流方程。从弹丸线圈网孔 1 开始。电阻电压降($R2_1 I2_1$)等于在网孔 1 被 N_1 个驱动线圈和 N_2 个弹丸线圈网孔感应的电压之和。被线圈 1 感应的电压是网孔 1 交链的磁通对时间变化率前置负号,这是因为线圈 1 中电流的变化率(或 $-F21_{11} \dot{I}1_1$)所引起的。被网孔 1 变化电流感应的电压是 $-F22_{11} \dot{I}2_1$ 。另外,由于弹丸线圈在驱动线圈场内运动,将存在“切割”电压,切割电压等于圆周 C 、速度 v_p 和磁场 B 的 y 轴分量三者之积^[9]。在网孔 1 中,由于它经过线圈 1 运动而感应的电压是 $C2_1 v_p B21_{11} I1_1$ 。将各有关项相加,得到弹丸网孔 1 的电流方程

$$\begin{aligned} R2_1 I2_1 = & -F21_{11} \dot{I}1_1 - F21_{12} \dot{I}1_2 - F22_{11} \dot{I}2_1 - F22_{12} \dot{I}2_2 \\ & + C2_1 v_p B21_{11} I1_1 + C2_1 v_p B21_{12} I1_2 \end{aligned} \quad (3-224)$$

这个方程仅是两驱动线圈和两弹丸线圈网孔的普遍情况。通过同样的方法写出弹丸线圈网孔 2 的电流方程

$$\begin{aligned} R2_2 I2_2 = & -F21_{21} \dot{I}1_1 - F21_{22} \dot{I}1_2 - F22_{21} \dot{I}2_1 - F22_{22} \dot{I}2_2 \\ & + C2_2 v_p B21_{21} I1_1 + C2_2 v_p B21_{22} I1_2 \end{aligned} \quad (3-225)$$

在逐次的时间步长各中点上计算网孔电流 $I2$ 。具体地说,步长为 Δt ,每一步起始的网孔电流是 $I2S$,它是从前一步得知的。在时间步长中点的电流等于起始值加变化率 $\dot{I}2$ 乘半步长(即 $\dot{I}2 \Delta t/2$)。这样,在两网孔情况下,步长中点的电流

$$I2_1 = I2S_1 + \dot{I}2_1 \Delta t/2 \quad (3-226)$$

$$I2_2 = I2S_2 + \dot{I}2_2 \Delta t/2 \quad (3-227)$$

为了计算 $\dot{I}2$ 值,把式(3-226)和式(3-227)代入到式(3-224)和式(3-225)中,并使电流导数 $\dot{I}2_1$ 和 $\dot{I}2_2$ 成为两个未知数。把未知的电流导数项放到式左边,把已知项放在右边。再调用右边 U_1 和 U_2 ;则对于这种简单情况,表示两未知量的方程是

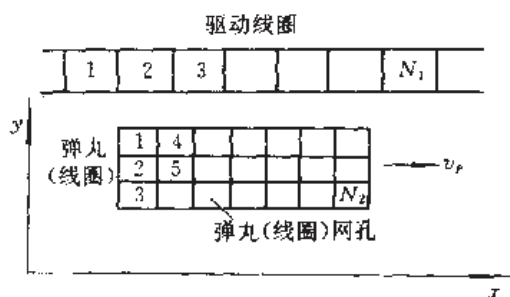


图 3-33 异步感应线圈炮网孔分析用图

$$F22_{11}i2_1 + F22_{12}i2_2 + R2_1i2_1\Delta/2 = U_1 \quad (3-228)$$

$$F22_{21}i2_1 + F22_{22}i2_2 + R2_2i2_2\Delta/2 = U_2 \quad (3-229)$$

在每一步中右边是已知电压,可从给定的驱动线圈电流和从每步开始的弹丸线圈电流计算出

$$U_1 = -F21_{11}i1_1 - F21_{12}i1_2 + C2_1v, B21_{11}i1_1 + C2_1v, B21_{12}i1_2 - R2_1I2S_1 \quad (3-230)$$

$$U_2 = -F21_{21}i1_1 - F21_{22}i1_2 + C2_2v, B21_{21}i1_1 + C2_2v, B21_{22}i1_2 - R2_2I2S_2 \quad (3-231)$$

最后,把方程(3-228)和(3-229)写作如下矩阵形式

$$\begin{bmatrix} F22_{11} + R2_1\Delta/2 & F22_{12} \\ F22_{21} & F22_{22} + R2_2\Delta/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i2_1 \\ i2_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix} \quad (3-232)$$

方程(3-232)具有 $[Z][i2]$ 形式,其中 $[Z]$ 是左侧系数矩阵,具有欧姆量纲;未知电流导数 $i2$ 是列矢量;已知电压 U 是右侧矢量。此方程可用逆系数矩阵求解,也就是从 $[i2][Z]^{-1}[U]$ 求出电流导数,然后求出电流。

若使用某些专门为特定几何结构炮编制的子程序,还可求出场和磁通的系数($B21$ 和 $F21$ 、 $F22$)。

在 y 轴方向的磁场分量可用场函数 $\text{FIELD}(M, N, J, K)$ 求出,其中 M 是场点的储存单元(如果在驱动线圈上是1,如果在弹丸线圈上是2); N 是电流源储存单元(如果在驱动线圈上是1,如果在弹丸线圈上是2); J 是线圈或网孔场点的号数; K 是电流源的线圈网孔数目。磁通函数 $\text{FLUX}(M, N, J, K)$ 可以同样方法求出。这样,便可求出系数,例如,在计算机程序中调用函数 $\text{FLUX}(2, 1, 1, 2)$,便可求出系数 $F21_{12}$ 。

以上是已知炮管驱动线圈电流情况下所进行的计算。对于已知炮管驱动线圈电压情况下的计算,将在4.2节一并讨论。弹丸线圈上的电流分布还可用下面的等效“电流层”方法分析和计算出。

3.7.3 性能分析

一、弹丸线圈感应电流

为了获得简单的关系式,可把实际炮管驱动线圈和弹丸单匝线圈(以管状弹丸为例)的电流用两个等效的电流层代替。这样,驱动线圈激励电流可用有效半径 r_0 上的方位角方向的面电流 j_{ϕ} 表示,假设它是行波形式,使用相量(在该量上加点下面横)表示法,则有^[24]

$$j_{\phi} = J_{\phi} \cos(\omega t - \beta x) = \text{Re}[J_{\phi} e^{j(\omega t - \beta x)}] \quad (3-233)$$

式中 β —— 波数, $\beta = \pi/\tau$;

J_{ϕ} —— 复数形式面电流密度 \underline{j}_{ϕ} 的模,参考相量 $\underline{j}_{\phi} = J_{\phi}(1 + j0)$,其中 j 是虚数。

如果忽略位移电流和端部效应,则和这个电流密度相对应的磁矢位方位角复数 \underline{A}_{ϕ}' 应满足

$$\frac{d^2 \underline{A}_{\phi}'}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \underline{A}_{\phi}'}{dr} - (\beta^2 + \frac{1}{r^2}) \underline{A}_{\phi}' = 0 \quad (3-234)$$

使用以下边界条件

$$\left. \begin{aligned} \underline{H}_z(r_b^+) - \underline{H}_z(r_b^-) &= \underline{J}_{sd} \\ \underline{B}_r(r_b^+) &= \underline{B}_r(r_b^-) \\ \underline{A}(\infty) &= 0, \quad \underline{A}(0) = \text{有限} \end{aligned} \right\} \quad (3-235)$$

式中, $\underline{H} = \underline{B}/\mu_0$ 和 $\underline{B} = \nabla \times \underline{A}$ 。驱动线圈电流层半径 r_b 可取内外半径的平均值。

方程(3-234)的解是:

$$\underline{A}_\theta^d = \begin{cases} \mu_0 \underline{J}_{sd} r_b I_0(\beta r_b) K_0(\beta r) & (r_b \leq r < \infty) \\ \mu_0 \underline{J}_{sd} r_b K_0(\beta r_b) I_0(\beta r) & (0 \leq r \leq r_b) \end{cases} \quad (3-236)$$

式中 I_0 ——第一类一阶变型贝塞尔函数;

K_0 ——第二类变型贝塞尔函数。

类似地,假定 \underline{J}_{sr} 是管状弹丸有效半径 r_s 上的电流层内感应面电流密度,则管状弹丸感应电流层产生的相量磁矢位

$$\underline{A}_\theta^s = \begin{cases} \mu_0 \underline{J}_{sr} r_s I_0(\beta r_s) K_0(\beta r) & (r_s \leq r < \infty) \\ \mu_0 \underline{J}_{sr} r_s K_0(\beta r_s) I_0(\beta r) & (0 \leq r \leq r_s) \end{cases} \quad (3-237)$$

应当注意,感应型线圈炮中管状弹丸感应的面电流密度 \underline{J}_{sr} 是未知的变量,通过分析场的分布是可以确定的,因为已知电流层密度 \underline{J}_{sd} 。管状弹丸等效半径 r_s 上电流层的面电流密度

$$\underline{J}_{sr} = \delta_s \sigma_s [\underline{E}_\theta^d + \underline{E}_\theta^s + v_s (\underline{B}_r^d + \underline{B}_r^s)] \quad (3-238)$$

式中 δ_s ——管状弹丸的厚度;

σ_s ——管状弹丸材料的电导率;

\underline{E}_θ^d ——驱动线圈电压在管状弹丸边界($r=r_s$)上产生的角向电场强度相量;

\underline{E}_θ^s ——“弹丸线圈”电压在管状弹丸边界($r=r_s$)上产生的角向电场强度相量;

\underline{B}_r^d ——驱动线圈电流在管状弹丸边界($r=r_s$)上产生的径向磁感应强度相量;

\underline{B}_r^s ——“弹丸线圈”电流在管状弹丸边界($r=r_s$)上产生的径向磁感应强度相量。

使用 $\underline{E}_\theta = -j\omega \underline{A}_\theta$ 和 $\underline{B}_r = j\beta \underline{A}_\theta$ 以及式(3-236)和式(3-237),可将式(3-238)写成

$$\underline{J}_{sr} = -j\beta \delta_s \sigma_s v_s \mu_0 [\underline{J}_{sd} r_b K_0(\beta r_b) I_0(\beta r_s) + \underline{J}_{sr} r_s K_0(\beta r_s) I_0(\beta r_s)] \quad (3-239)$$

对方程(3-239)解 \underline{J}_{sr} , 得

$$\underline{J}_{sr} = \frac{-sr_b K_0(\beta r_b)}{\sqrt{s_c^2 + s^2 r_b K_0(\beta r_b)}} \underline{J}_{sd} e^{j\phi} = \frac{-sr_b K_0(\beta r_b)}{\sqrt{s_c^2 + s^2 r_b K_0(\beta r_b)}} \underline{J}_{sd} / \phi \quad (3-240)$$

式中, ϕ 为驱动线圈和管状弹丸电流层电流的相位差,即

$$\phi = \tan^{-1}(s_c/s) \quad (3-241)$$

其中, s_c 是临界滑差(能达到最大推力的滑差),

$$s_c = [\mu_0 \sigma_s \delta_s v_s \beta r_s K_0(\beta r_s) I_0(\beta r_s)]^{-1} \quad (3-242)$$

对于 $\beta r_s \gg 1$, 变型贝塞尔函数 K_0 和 I_0 可以用指数函数近似表示,因此

$$s_c = \frac{2}{\mu_0 \sigma_s \delta_s v_s} \quad (3-243)$$

此时临界滑差直接与管状弹丸的电导率、厚度、波速有关。从式(3-241)可见,在管状弹丸内感应的电流滞后驱动线圈电流-相位角 ϕ ($90^\circ \sim 80^\circ$)。对于小 s , 管状弹丸电流近似地与 s 成正比; 对于小 s_c 值, 这个电流约在 $s=1$ (即相对静止) 时达到最大值。管状弹丸和驱动线

圈面电流密度幅值 J_{sa} 和 J_{sd} 之比取决于归一化的间隙长度 $\beta g (= \pi g / \tau)$, 其中 $g = r_b - r_s$ 。可见管状弹丸电流随 βg 的增大而线性地衰减。对于给定的 βg , 管状弹丸电流强烈地依赖于 s/s_c 。

二、弹丸上的加速力

作用在弹丸上的加速力应是感应电流密度 \underline{j}_s 和径向磁感应强度 \underline{B}_r 之乘积。在管状弹丸边界 ($r = r_s$) 上, \underline{B}_r 可由式(3-237)、式(3-238)和式(3-240)得到, 即

$$\underline{B}_r = j\beta(\underline{A}_s' + \underline{A}_b') = \frac{s_c}{\sqrt{s_c^2 + s^2}} \mu_0 \beta r_b I_s(\beta r_s) K_s(\beta r_b) J_{sd} e^{j\phi} \quad (3-244)$$

使用式(3-240)和式(3-244)可得到作用在管状弹丸上的局部加速力密度 f_s (单位 N/m^2), f_s 是时间和空间的函数:

$$f_s = -J_{sr}(x, t) B_r(x, t) = F_{s,m} \{\cos[2(\omega t - \beta x + \phi)] + 1\} \quad (3-245)$$

式中, f_s 的幅值

$$F_{s,m} = \frac{ss_c \mu_0 \beta r_b^2 K_s^2(\beta r_b) I_s(\beta r_s)}{2(s_c^2 + s^2) \tau_s K_s(\beta r_s)} J_{sd}^2 \quad (3-246)$$

从式(3-245)可以看到, 加速力面密度峰值是时间平均力密度的 2 倍; 加速力密度随滑差 s 变化, 在临界滑差时, 它达到最大值

$$F_{s,max} = \frac{\mu_0 \beta r_b^2 K_s^2(\beta r_b) I_s(\beta r_s)}{4 \tau_s K_s(\beta r_s)} J_{sd}^2 \quad (3-247)$$

把最大力密度归一化成 $F_{s,max}/(\mu_0 J_{sd}^2/4)$, 然后可画出它与归一化管状弹丸半径 βr_s 、极距 τ 的关系曲线^[24]。

三、功率因数

一般说来线圈炮的功率因数是相当低的, 这是因为它没有使用铁磁材料而呈空心的缘故。这就意味着储存的磁能要比常规电机的大得多。下面推导空心线圈炮功率因数的公式和限制因素, 同时亦作为 3.1 节未尽的功率因数内容的补充。

在有效半径 r_b 上的电场 \underline{E}_b 可以从式(3-236)、式(3-237)和式(3-240)获得

$$\begin{aligned} \underline{E}_b &= v_w \underline{B}_r = j\mu_0 v_w \beta K_s(\beta r_b) [\underline{J}_{sd} r_b I_s(\beta r_b) + \underline{J}_{sr} r_s I_s(\beta r_s)] \\ &= \mu_0 v_w \beta r_b K_s(\beta r_b) I_s(\beta r_b) J_{sd} \left[\frac{s}{s_c^2 + s^2} \Omega + j \left(1 - \frac{s^2}{s_c^2 + s^2} \Omega \right) \right] \end{aligned} \quad (3-248)$$

式中 Ω ——线圈炮的耦合函数,

$$\Omega = [I_s(\beta r_s) K_s(\beta r_b)] / [I_s(\beta r_b) K_s(\beta r_s)] \quad (3-249)$$

Ω 表示管状弹丸与炮管驱动线圈的磁耦合程度。当 $\beta g (= \beta r_b - \beta r_s)$ 从 $0 \rightarrow \infty$ 时, Ω 从 $1 \rightarrow 0$ 变化。若归一化间隙为零 (即 $\Omega = 1$), 则在弹丸与炮管间的磁耦合达 100%。对于较大的 βr_s 和 βr_b 情况, Ω 表达式中的变型贝塞尔函数可用指数代替, 则简化成

$$\Omega = e^{-\beta g} \quad (3-250)$$

从式(3-248)可获得感应线圈炮的功率因数

$$PF = \Omega \left\{ \Omega^2 + \left[\frac{s_c}{s} + \frac{s}{s_c} (1 - \Omega) \right]^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (3-251)$$

当 s/s_c 达到某一值时, 出现一最佳功率因数。对于一给定的 PF , 用参考文献[24]的曲线, 可以确定出该炮的空气隙 g 、半径 r_s 和极距 τ (或 β) 之间的关系。

将式(3-251)对 s/s_c 微分, 对于一给定的 Ω , 最大的 PF 出现在

$$\frac{s}{s_c} = \frac{1}{\sqrt{1 - \Omega}} \quad (3-252)$$

把式(3-252)代入式(3-251), 得到最大的功率因数

$$(PF)_{\max} = \Omega[\Omega^2 + 4(1 - \Omega)]^{-\frac{1}{2}} \quad (3-253)$$

这是耦合函数和最大功率因数间的最直接最简单的关系。使用(3-252)和(3-253), 当给定 Ω 时能估算出 s/s_c 和 PF ; 当给定 PF 时, 能确定 Ω 。 s/s_c 是多段异步感应线圈炮的一个非常重要的参量。对于较大的 βr_s 和 βr_b , 可把 βg 直接与最佳功率因数关联起来。使用式(3-250)和式(3-253), 有

$$\frac{g}{\tau} = \frac{1}{2\pi} \ln \left[\frac{(PF)_{\max} + 1}{2(PF)_{\max}} \right] \quad (3-254)$$

推导此式时, 使用了 $\beta = \pi/\tau$ 。当已知 PF 计算 g/τ 时, 此式极为有用。

四、磁场分布

异步感应线圈炮通常在高磁感应强度 ($>10T$) 条件下工作。由于系统内无铁磁材料, 所以在炮周围处处储存电磁能。研究管状弹丸内部、空气隙内和炮管外部的磁感应强度分布极为重要。研究炮管外部的磁场分布情况, 还能为屏蔽炮附近或弹丸内的电子元器件提供依据。

在管状弹丸内的磁感应强度的径向分量, 可以用 r 代替式(3-244)中的 r_s 来获得。使用式(3-236)、式(3-237)和式(3-240)可以得到 $r \leq r_s$ 的情况下, 磁感应强度轴向分量的幅值

$$B_z(r) = \left(\frac{A_\theta}{r} + \frac{\partial A_\theta}{\partial r} \right) = \frac{I_0(\beta r)}{I_s(\beta r)} B_r(r) \quad (3-255)$$

式中 $I_0(\beta r)$ ——第一类零阶变型贝塞尔函数。

此式和径向分量 $B_r(r)$ 有关。由 B_r 和 B_z 两分量贡献的总磁感应强度

$$B(r) = \mu_0 J_{sd} \beta r_b K_s(\beta r_b) \frac{s_c}{(s^2 + s_c^2)^{1/2}} [I_0(\beta r) + I_s(\beta r)]^{\frac{1}{2}} \quad (r \leq r_s) \quad (3-256)$$

类似地, 炮管外部磁感应强度幅值可由式(3-236)、式(3-237)和式(3-240)借助于耦合函数 Ω 来获得^[24]

$$B(r) = \mu_0 \beta r_b I_s(\beta r_b) J_{sd} \left[\frac{s_c^2 + s^2(1 - \Omega)}{s^2 + s_c^2} \right]^{\frac{1}{2}} [K_0(\beta r) + K_s(\beta r)]^{\frac{1}{2}} \quad (r \geq r_s) \quad (3-257)$$

式中 $K_0(\beta r)$ ——第二类零阶变型贝塞尔函数。

在空气隙内 ($r_s < r < r_b$), 有

$$B(r) = \mu_0 J_{sd} \beta r_b K_s(\beta r_b) \left\{ \frac{[s_c^2 + s^2(1 + \Omega_0)^2] I_0(\beta r) + [s_c^2 + s^2(1 - \Omega_1^2)] I_s^2(\beta r)}{s_c^2 + s^2} \right\} \quad (3-258)$$

式中

$$\Omega_0 = \{1 + [I_s(\beta r_s) K_0(\beta r)] / [K_s(\beta r_s) I_0(\beta r)]\}^2 \quad (3-259)$$

$$\Omega_1 = \{1 - [I_s(\beta r_s) K_s(\beta r)] / [K_s(\beta r_s) I_s(\beta r)]\}^2 \quad (3-260)$$

应当注意,气隙内的磁感应强度远大于管状弹丸内和炮管外的磁感应强度,这是因为它的轴向分量是管状弹丸和驱动线圈电流层二者共同作用的结果。

五、多段系统的参量

为了减小欧姆损失,也是为不使管状弹丸温升过高,必须使用小滑差工作。这就要求把异步感应线圈炮的炮管驱动线圈分成许多段,使各段的频率和电压水平都不相同。为了使管状弹丸在每段炮管内能得到不变的平均加速力,这就要求每段气隙内有不变的磁感应强度,这也意味着电场强度必须正比于频率。如果把炮管分成 N_s 段,选取 N_s 个同步速度 $v_{w,i}$ 和 $N_s - 1$ 个段出口速度(以使炮管长度最短为原则),这将涉及一组 $2N_s$ 个未知量的非线性方程。如果段数很多,则求解将十分困难。这里把每段最大加速力和最小加速力的起伏比定为常量,用这种简化方法得到的解仍有很高的精确度。

对于第 i 段炮管,时间平均的加速力密度可用式(3-246)和(3-247)获得:

$$F_x = 2F_{x,\max} \left[\frac{s}{s_{c,i}} + \frac{s_{c,i}}{s} \right]^{-1} \quad (3-261)$$

式中 $s_{c,i}$ ——第 i 段的临界滑差。

定义力的起伏比 $\Gamma \stackrel{\text{def}}{=} F_{x,\max}/F_x$,并将其引入式(3-261),可得第 i 段入口和出口的滑差

$$s_{i-1} = s_{c,i}(\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}), \quad s_i = s_{c,i}(\Gamma - \sqrt{\Gamma^2 - 1}) \quad (3-262)$$

用式(3-262)可以定义第 i 段平均滑差

$$s_{m,i} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2}(s_{i-1} + s_i) = \Gamma s_{c,i} \quad (3-263)$$

从式(3-263)可见,当用平均滑差表示 s 时,力的起伏比 Γ 将是 s/s_c 。这个关系是很重要的。

对应 s_{i-1} 和 s_i 的进入速度 $v_{p,i-1}$ 和离开速度 $v_{p,i}$ 可以用式(3-262)得到

$$v_{p,i-1} = v_{w,i}[1 - s_{c,i}(\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1})], \quad v_{p,i} = v_{w,i}[1 - s_{c,i}(\Gamma - \sqrt{\Gamma^2 - 1})] \quad (3-264)$$

式中 $v_{w,i}$ ——第 i 段的波(或同步)速度。

第 i 段的弹丸速度增量

$$\Delta v_{p,i} = v_{p,i} - v_{p,i-1} = 2v_{w,i}s_{c,i}\sqrt{\Gamma^2 - 1} \quad (3-265)$$

从式(3-265)可见,对于一给定的 Γ ,其速度增量仅取决于炮的规模尺寸,因为对照式(3-242)可见,乘积 $v_{w,i}s_{c,i}$ 仅由规模尺寸决定。一旦给定炮的规模尺寸就确定了 Γ ,从而给出一不变的弹丸速度增量。

如果假设各段速度增量相等,则具有注入速度 v_{p0} 和炮口速度 v_{pf} 的炮所应分成的段数, N_s 可以用式(3-265)求出:

$$N_s = \frac{v_{pf} - v_{p0}}{2s_{c,i}v_{w,i}\sqrt{\Gamma^2 - 1}} \quad (3-266)$$

还可利用所谓的“滑差平均力”近似地得到炮的长度。因为滑差 s 沿炮管位置变化,所以加速力的密度亦随滑差和位置变化,这可从式(3-261)看出。把式(3-261)从入口滑差到出口滑差积分,就可得到滑差平均加速力

$$\begin{aligned} F_{p,av} &= \frac{1}{s_{i-1} - s_i} \int_{s_i}^{s_{i-1}} 2F_{x,\max} \left[\frac{s}{s_c} + \frac{s_c}{s} \right]^{-1} ds \\ &= F_{x,\max} (\sqrt{\Gamma^2 - 1})^{-1} \ln(\Gamma + \sqrt{\Gamma^2 - 1}) \end{aligned} \quad (3-267)$$

上式积分使用了式(3-262)。现在令 ρ_p 表示管状线圈的质量密度;若其内携带弹丸时,用 v 表示整弹质量对管状线圈质量的比。由于每单位体积的动能增量恰等于电磁力做的功,即近似地等于每单位体积力($F_{p,av}/\delta_p$)和总炮管长度(l_g)的乘积。这就使得我们能估算炮管长度

$$l_g = \frac{1}{2} v \rho_p (v_{pf}^2 - v_{po}^2) \delta_p / F_{p,av} \quad (3-268)$$

用此式求出炮管长度以后,就可确定每段长度。如果取各段速度增量 Δv_p 相等,则段长正比于该段内的动能增量,即第 i 段长度

$$l_i = \frac{v_{p,i}^2 - v_{p,i-1}^2}{v_{pf}^2 - v_{po}^2} l_g = \frac{\Delta v_p^2}{v_{pf}^2 - v_{po}^2} (2i - 1) l_g \quad (3-269)$$

从此式可看出,炮的前几段长度可能太短。而实际工作要求最小的段长至少也应是两个极距(2τ),因此应把开始的几短段合并成一大段,这就要求用于此大段的电源频率应逐渐增加。合并的段数 N_m 可用式(3-269)求出,只需令 $l_i = 2\tau$ 后对 i 求解,并取靠近的整数值即可:

$$N_m = \frac{\tau}{l_g} \frac{v_{pf}^2 - v_{po}^2}{\Delta v_p^2} + \frac{1}{2} \quad (3-270)$$

六、弹丸温升

在多段异步感应线圈炮中,管状弹丸的温升是由各段炮管驱动线圈激励贡献引起的温升之和。第 i 段沉积在管状弹丸每单位体积内的能量 W_m 可用平均滑差 s_{av}^i 和在该段增加的动能 $\Delta W_{k,i}$ 来表示

$$W_m = \frac{s_{av}^i}{(1 - s_{av}^i)} \Delta W_{k,i} = \frac{s_{av}^i}{2(1 - s_{av}^i)} v \rho_p (v_{p,i}^2 - v_{p,i-1}^2) \quad (3-271)$$

另一方面,此能量也等于比热 c_p 和温升 θ_i 之积。由此得到弹丸在第 i 段的温升

$$\theta_i = \frac{v \rho_p (v_{p,i}^2 - v_{p,i-1}^2) s_{av}^i}{2 c_p (1 - s_{av}^i)} \quad (3-272)$$

使用式(3-263)、式(3-265)和关系式 $(v_{p,i-1} + v_{p,i})/2 = (1 - s_{av}^i) v_{w,i}$, 可把式(3-272)写成

$$\theta_i = \frac{v \rho_p S_{c,i} v_{w,i} \Gamma}{c_p} \Delta v_{p,i} \quad (3-273)$$

如果假定各段速度增量不变,则各段贡献的温升相同。管状弹丸通过整个炮管时累积的温升

$$\theta_g = N_s \theta_i = \frac{v \rho_p S_c v_w \Gamma}{c_p} (v_{pf} - v_{po}) \quad (3-274)$$

把此式代入式(3-266),将把所需段数与温升关联起来:

$$N_s = \frac{v \rho_p}{2 c_p \theta} \frac{\Gamma}{\sqrt{f^2 - 1}} (v_{pf} - v_{po}) \quad (3-275)$$

一种对异步感应线圈炮性能的类似分析方法,可参阅参考文献[25]。

以上对异步感应线圈炮的性能分析是基于:(1)电炮工作期间准稳态占主导;(2)机械的时间常数远大于电的时间常数。在这种状态下,使用上述公式是有利的。在高加速度和使用电容器作激励电源时,电磁的过渡过程不能忽略。因此以下将讨论电容器激励的具体情况。

3.7.4 电容器激励

目前,高功率脉冲电容器技术已有重大进展,电容器将是线圈炮的主要电源。图 3-34 表示电容激励的多段异步感应线圈炮及其等效电路。

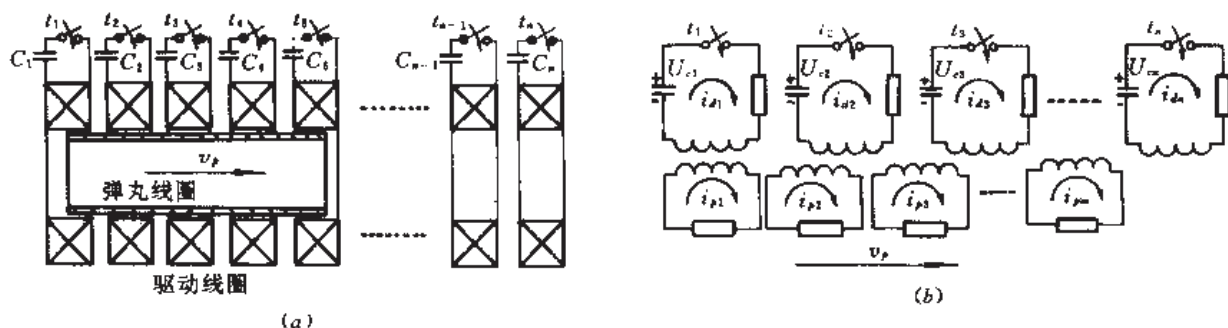


图 3-34 电容激励异步感应线圈炮^[25]

(a)多段电气结构;(b)等效电路模型。

为了加速弹丸,在异步感应线圈炮中,或者逐渐增加各段的频率(可一段频率相同),或者增大极距(半波长)。这里采用提高各段频率的方法,因此不同段使用不同值的电容。由于管状弹丸的感应电流轴向分布不均匀,为了模拟,我们把管状弹丸分成若干彼此绝缘的若干区段,相当于若干个孤立的“弹丸线圈”。分区段数量的多寡,取决于所要求的精度。驱动线圈的数量由炮口速度、弹重、口径和炮管长度诸因素决定。这里用 n 表示驱动线圈数,用 m 表示弹丸区段(“线圈”)数。这样,可用基尔霍夫电压定律以矩阵形式写网络方程

$$[U] = [R][I] + \frac{d}{dt}([L][I] + [M][I]) \quad (3-276)$$

式中 $[U]$ ——两种线圈电压的列矩阵(列矢量),共 $m+n$ 个元素;

$[I]$ ——两种线圈电流的列矩阵(列矢量),共 $m+n$ 个元素;

$[R]$ ——两种线圈电阻的对角线矩阵,共 $m+n$ 个元素;

$[L]$ ——两种线圈自感的对角线矩阵,共 $m+n$ 个元素;

$[M]$ ——两种线圈互感方矩阵,共 $(m+n) \cdot (m+n)$ 个元素,每元素代表任意两个独立线圈的互感。

应当注意,两种线圈间的互感 $[M]$ 是距离 x 的函数,这使问题变得异常复杂。

电容器电压和驱动线圈电流间的关系是

$$[C] \frac{d}{dt}[U_c] = -[I_d] \quad (3-277)$$

式中 $[C]$ ——电容对角线矩阵,共 n 个元素;

$[U_c]$ ——电容充电电压列矩阵;

$[I_d]$ ——驱动线圈电流列矩阵。

其中, $[U_c]$ 和 $[I_d]$ 是 $[U]$ 和 $[I]$ 的子矩阵。

作用在弹丸线圈上的洛伦兹力

$$F_x = \frac{1}{2}[I]^T[G][I] \quad (3-278)$$

式中 $[G]$ ——矩阵互感梯度, $[G] = d[M]/dx$;

$[I]^T$ —— $[I]$ 的转置矩阵, T 为转置符号。

现在考虑运动方程,并把它与式(3-276)~(3-278)联立起来,得到描述电容激励的多段异步感应线圈炮特性的完整方程组

$$\left. \begin{aligned} ([L] + [M]) \frac{d}{dt}[I] &= [U] - [R][I] - v_r[G][I] \\ m_r \frac{dv_r}{dt} &= \sum_{p=1}^m \sum_{i=1}^n I_p I_i \frac{dM_{pi}}{dx} \\ \frac{dx}{dt} &= v_r \text{ 和方程(3-277)} \end{aligned} \right\} \quad (3-279)$$

以上四方程的数目分别是 $m+n$ 、1、1 和 n 个。方程(3-279)表示具有时间变量系数的非线性微分方程组,系统内含有一阶微分方程共 $2n+m+2$ 个,具有 $2n+m+2$ 个未知变量(m 个弹丸线圈电流、 n 个驱动线圈电流、 n 个驱动电容电压、 v_r 和 x),故上述方程组可以被求解未知量。

现在分析炮系统的能量。为了评估炮的性能,必须首先研究能量平衡关系,以此指导炮的优化设计。能量平衡包括若干项平衡:电容器电场储能,线圈磁场储能,弹丸动能,电阻引起的欧姆损失等。设计炮的主要要求是尽可能多地把电容器储能转成弹丸动能,从而获得高发射效率的炮。

用 $[I]^T$ 乘式(3-276),并以另一种形式重写成

$$[I]^T[U] = [I]^T[R][I] + [I]^T([L] + [M]) \frac{d}{dt}[I] + [I]^T v_r [G][I] \quad (3-280)$$

由于

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{2} [I]^T ([L] + [M]) [I] \right\} &= [I]^T ([L] + [M]) \frac{d}{dt} [I] \\ &+ \frac{1}{2} ([I]^T v_r [G][I]) \end{aligned} \quad (3-281)$$

所以式(3-280)可以重写成

$$\begin{aligned} [I]^T[U] &= [I]^T[R][I] + \frac{d}{dt} \left\{ \frac{1}{2} [I]^T ([L] + [M]) [I] \right\} \\ &+ \frac{1}{2} v_r [I]^T [G][I] \end{aligned} \quad (3-282)$$

请注意:方程(3-282)左侧项表示电容器上的功率;右侧第一项表示系统的欧姆损失,第二项是储存在线圈内的磁能时间变化率,最后一项表示转变到弹丸的功率。在 t 时刻的能量平衡状态,可由此功率平衡导出。对式(3-282)进行时间积分,得能量平衡方程

$$W_{\text{电容}} = W_{\text{欧姆}} + W_{\text{磁场}} + W_{\text{转变}} \quad (3-283)$$

$$\text{式中 } W_{\text{电容}} = \int_0^t [I]^T [U] dt' = \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} C_i (U_i)^2 \quad (3-284)$$

$$W_{\text{欧姆}} = \int_0^t [I]^T [R][I] dt' \quad (3-285)$$

$$W_{\text{磁场}} = \frac{1}{2} \int_0^t \frac{d}{dt} \{ [I]^T ([L] + [M]) [I] \} dt' = \frac{1}{2} [I]^T ([L] + [M]) [I] \quad (3-286)$$

$$W_{\text{转变}} = \frac{1}{2} \int_0^t [I]^T v_r [G][I] dt' = \frac{1}{2} \int_0^t [I]^T [G][I] dx \quad (3-287)$$

其中 t_r 表示弹丸沿炮管行进 l 长所需的总时间。

在积分式(3-287)时发现,加速力

$$F_r = \frac{1}{2} [I]^T [G] [I] = \sum_{r=1}^m \sum_{d=1}^n I_r I_d \frac{dM_{dr}}{dx} \quad (3-288)$$

因为系统的状态随时间变化,故定义平均加速度

$$a_{av} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{t_r} \int_0^{t_r} \frac{1}{m_r} \left(\sum_{r=1}^m \sum_{d=1}^n I_r I_d \frac{dM_{dr}}{dx} \right) dt \quad (3-289)$$

对于炮的设计,平均加速度是一个重要物理量,因为它影响炮的尺寸规模。另一个关键物理量是能量转变比 η_{etr} (定义为动能增量与电容初始总储能之比),因为它影响所需电容器的重量。显然

$$\eta_{etr} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{W_{kf} - W_{ki}}{W_{\text{电容}}(0)} = \frac{\frac{1}{2} m_r (v_{rf}^2 - v_{ro}^2)}{\sum_{d=1}^n \frac{1}{2} C_d (U_c)_d^2} \quad (3-290)$$

式中 W_{kf} ——弹丸炮口动能

W_{ki} ——弹丸初始(注入)动能;

$W_{\text{电容}}(0)$ ——电容 C_d 充电到电压 $(U_c)_d$ 的初始储能。

最后定义能量损失比(η_{elr}),即

$$\eta_{elr} \stackrel{\text{def}}{=} W_{\text{欧姆}} / W_{\text{电容}}(0) \quad (3-291)$$

使用式(3-285)把弹丸线圈欧姆损失 $W_{\text{欧姆}}^p$ 和驱动线圈欧姆损失 $W_{\text{欧姆}}^d$ 分开,则总欧姆损失 $W_{\text{欧姆}} = W_{\text{欧姆}}^p + W_{\text{欧姆}}^d$ 。其中

$$W_{\text{欧姆}}^p = \int_0^{t_r} \sum_{r=1}^m R_r I_r^2 dt \quad (3-292)$$

$$W_{\text{欧姆}}^d = \int_0^{t_d} \sum_{d=1}^n R_d I_d^2 dt \quad (3-293)$$

式中 t_d ——一段驱动线圈的振荡时间。

因此,可使用式(3-292)和式(3-293)重写式(3-291),即

$$\eta_{elr} = \left(\int_0^{t_r} \sum_{r=1}^m R_r I_r^2 dt + \int_0^{t_d} \sum_{d=1}^n R_d I_d^2 dt \right) / \left(\frac{1}{2} \sum_{d=1}^n C_d (U_c)_d^2 \right) \quad (3-294)$$

炮系统的温升可用式(3-292)和式(3-293)求得。如果令 V_r 和 V_d 分别为两种线圈的体积,并假设发射时间接近系统绝热过程那样短,则两种线圈的温升

$$\theta_r = \int_0^{t_r} R_r I_r^2 dt / (c_r V_r) \quad (3-295)$$

$$\theta_d = \int_0^{t_d} R_d I_d^2 dt / (c_d V_d) \quad (3-296)$$

如果各“弹丸线圈”的体积相同,则管状弹丸的平均温升

$$\bar{\theta}_r = \sum_{r=1}^m \theta_r / m = \sum_{r=1}^m \int_0^{t_r} R_r I_r^2 dt / (m c_r V_r) \quad (3-297)$$

类似地,如果各驱动线圈体积和激励时间均相同,则驱动线圈平均温升

$$\bar{\theta}_d = \sum_{d=1}^n \theta_d / n = \sum_{d=1}^n \int_0^{t_d} R_d I_d^2 dt / (n c_d V_d) \quad (3-298)$$

设计这种线圈炮时,主要是确定炮的尺寸、电容规模和电源各相的激励顺序,以便在

机械和热应力许用值以内产生最可用的磁行波和最大的能量转变效率。

与大多数经典的电机不同,这里的磁行波是由驱动线圈电感和电源电容谐振产生的。此外,还有一些其它特有的问题。行波是一个具有有限长度和随时间衰减的波,包含有许多时间和空间的谐波,其衰减主要取决于两种线圈间的耦合程度以及取决于它们的时间常数。良好的耦合具有良好的能量转换效率,但波衰减快。它的相电流是不对称的,这是由于相间互感不对称的缘故,从而引起与邻近的驱动线圈发生能量转换和相内出现不同的电容放电比(电容最终与初始储能比)。此外,每相绕组的谐振频率和相位移都随时间(或弹丸位移)而变化。实际上,耦合振荡的固有特性导致相电流间的相位移消除,并因此使炮管上的行波衰减或消失。为了设计出性能优良的炮,应考虑解决以上所有问题。首先,对于给定的炮尺寸,应当计算能量转变比(或转换效率)、平均加速度和每段炮管线圈内的弹丸速度增量。为此,必须首先考虑以下各方面情况。

驱动线圈 在机械应力和热应力允许条件下驱动线圈的径向厚度应最小,这是为了与弹丸(线圈)有更紧密的磁耦合。驱动线圈的轴向长度亦应最佳化,以便减小相邻驱动线圈间的能量传递,从而在允许范围内保持空间谐波幅值。为了使波衰减减小,驱动线圈及其连接导线的电阻应尽可能的小,这应通过减少每个线圈的匝数来实现;但减少匝数势必导致电感变小,从而要求增大电容量和功率调节设备的电流。

电容 正如前述,炮管驱动线圈每段由具有相同频率的相绕组组成。首先要选取的是相电容值 C_j ,这可从稳态关系式得到:

$$f_j = (2\pi \sqrt{K_{LM} L_{dj}^* C_j})^{-1} = \frac{v_{r,j}}{2\tau} \quad (3-299)$$

式中 f_j ——第 j 段 L-C 电路的振荡频率;

L_{dj}^* ——第 j 段一相驱动线圈的自感;

K_{LM} ——考虑相间互感和相等效电感而引入的系数;

$v_{r,j}$ ——弹丸离开 j 段的速度。

因此,第 j 段的相电容值

$$C_j = \frac{1}{K_{LM} L_{dj}^*} \left[\frac{\tau}{\pi v_{r,j}} \right] \quad (3-300)$$

电压水平 为了使弹丸获得预期的动能,电容器的储能应当用式(3-290)确定。因此,充电电压 U_c 应满足 $C_j U_c^2 / 2 = W_{kj} / \eta_{em}$, 而第 j 段动能增量

$$W_{r,j} = \frac{1}{2} m_p (v_{r,j}^2 - v_{r,j-1}^2) \quad (3-301)$$

则在第 j 段每相电容器上的初始充电电压

$$U_c = \sqrt{2W_{kj} / (C_j \eta_{em})} \quad (3-302)$$

转换时序 正如前述,炮管上的磁行波是用电源以一定的时间(相位)顺序激励各相驱动线圈产生的。这就要求预先决定每相开关的动作时序。

若使用多相电源,根据式(3-299),一个 m 相的炮在两相间的时间间隔

$$t_i - t_{i-1} = \frac{2\tau}{m v_{r,j}} \quad (3-303)$$

式中 m 为相数。因此,第 j 段第 i 相的激励时刻

$$t_i = t_{i-1} + 2\tau / (mv_{p,i}) \quad (3-304)$$

在三相驱动线圈情况,C相可以在A相后1/6周期(或60°相位)时触发转换开关,并以负电压开始工作,而不是在A相后1/3周期触发开关和以正电压开始工作的。两段的换向细节如图3-35所示。

何坚良(He Jianliang)等给出的计算机仿真结果^[25],这对直观认识电容激励异步感应线圈炮的性质极为有益。表3-2列出四段炮的仿真结果。

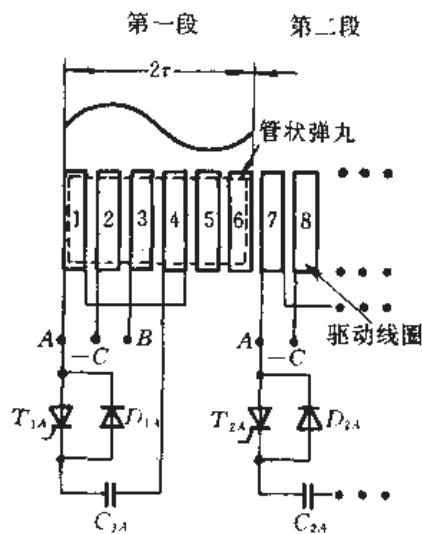
表 3-2 电容激励四段炮的参量

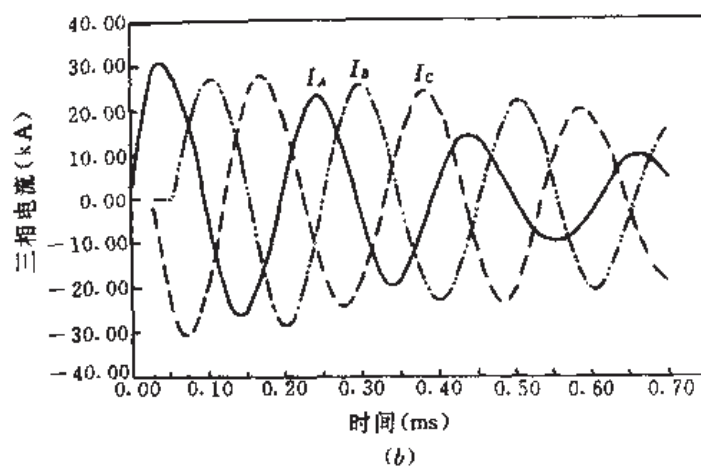
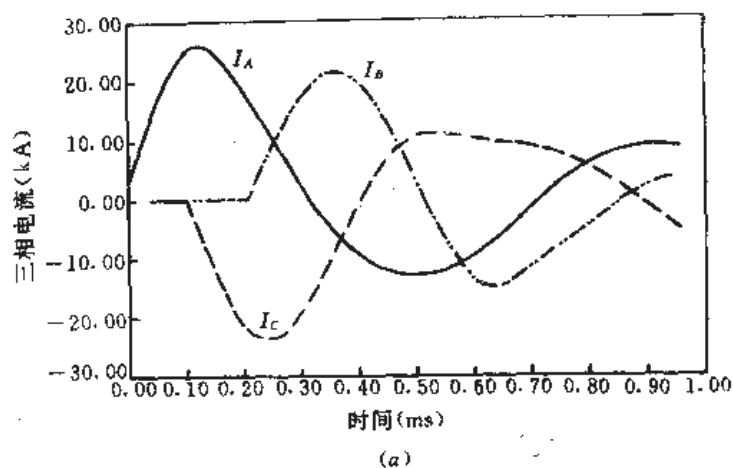
参 量	第一段	第二段	第三段	第四段	全炮系统
电容器储能(kJ)	14.5	25	41	41.5	122
各相电容峰值电压(kV)	4.5;3.7;3.3	12;9.3;7.6	24.9;22.8;21.1	32.5;29.4;27.1	
驱动线圈峰值电流(kA)	25.8	36.3	31.3	31.4	
炮口速度(m/s)	274.2	553.4	831.4	1000	1000
管状弹丸平均温升(℃)	35.04	34.52	30.26	28.92	128.74
能量转换比(%)	32.98	57.93	58.90	47.05	51.58
能量损失比(%)	41	28.73	20.49	18.68	23.99
电容器放电比(%)	73.98	86.66	79.39	65.70	75.57
电 容(μF)	3×643	3×174.7	3×51.75	3×31.35	3×900.8
频 率(kHz)	1.47	2.75	4.01	5.13	
弹丸飞行时间(ms)	0.96	0.83	0.923	0.703	3.416
段长(以极距 τ 为单位)	2 τ	4 τ	6 τ	6 τ	18 τ

开始段和最后段三相驱动绕组电容放电的频率和相位差表示在图3-36。作用于弹丸上的加速力和弹丸速度表示在图3-37。

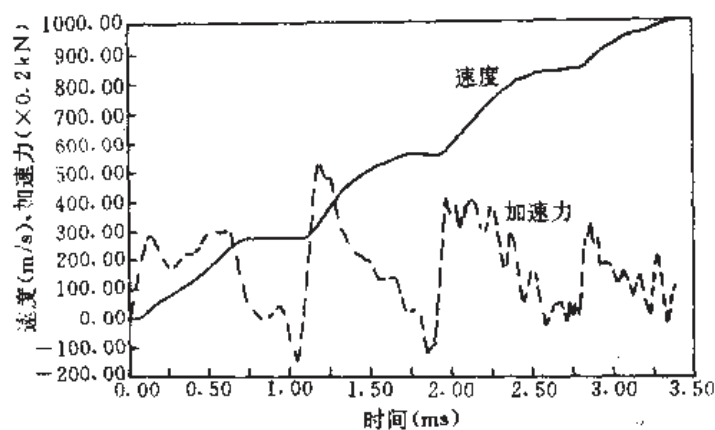
现在模拟分析分段电容激励时功率调节问题。功率调节系统的一相六段图表示在图3-38(a)。其中 $L_1, L_2 \dots L_6$ 表示每段驱动线圈的有效电感;为了方便起见,使用 $R_1, R_2 \dots R_6$ 电阻各自的能量等值于相应段的欧姆损失和传给弹丸的动能,即把 $R_1, R_2 \dots R_6$ 与弹丸通过相应段驱动线圈时的耦合阻抗等值,作为等效的试验元件;初始能量储存在电容 $C_1, C_2 \dots C_6$ 中。这个功率调节电路的各电源 G 串联,以便利用前级放电的剩余能量和电容; $T_1 \sim T_6$ 是电流传感器,以此传出信号触发相应的 $S_1 \sim S_6$ 开关。

为了清楚起见,假定每回路中仅出现半周电流。开始,全部电容器交替极性充电到 U_c ,此时全部开关 $S_1 \sim S_6$ 均断开。当第一个开关 S_1 闭合时, C_1 传给弹丸的能量等值地沉积在 R_1 上, C_1 剩余能量反向本身充电。如图3-38(b)所示,在时间 t_1 电流过零时刻, S_1 断开,同时 S_2 闭合,此时第二回路两电容器 C_1 和 C_2 串联,产生一比初始电压高的电压



图 3-36 三相绕组电流^[26]

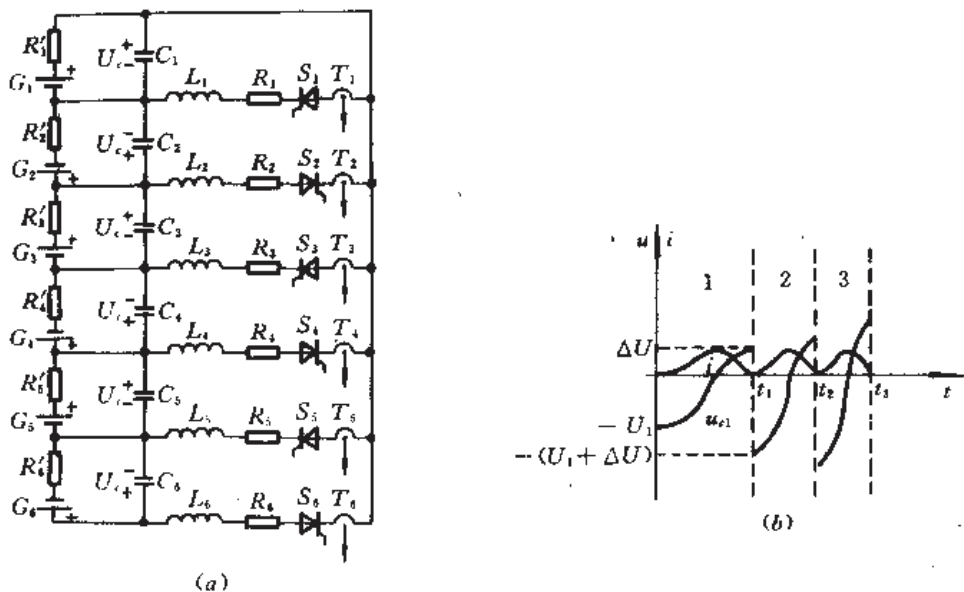
(a)开始段;(b)最后段。

图 3-37 一个四段炮的加速力和速度趋势^[26]

($\Delta U + U_c$)和更高的振荡频率,前级电容 C_1 的剩余能量和 C_2 的储能共同加速弹丸。电路如此顺序地转换直到最后一段。

每个回路电流 $i(t)$ 都有一个零初始值,电源具有一个初始电压 U_c 。因此每个回路的电流

$$i(t) = \frac{U_c}{\omega_2 L} e^{-\alpha t} \sin(\omega_2 t) \quad (3-305)$$

图 3-38 功率调节器的一相六段工作模拟^[26]

(a)等效电路;(b)电压和电流波形。

式中, $\alpha_s = R/(2L)$; $\omega_s = (\omega_0^2 - \alpha_s^2)^{1/2}$; $\omega_0 = (LC)^{-1/2}$ 。由此得到沉积在每个电阻上的能量

$$W_{Rj} = R \int_0^t i^2(t) dt = W_{kj} + W_{hj} \quad (3-306)$$

弹丸通过每段炮管获得的动能 W_{kj} 和热损失 W_{hj} 可以用本节前述的公式求出。

用 $t = m\pi/\omega_s$ (其中相数 $m=1, 2, \dots$) 积分式(3-306), 获得一新 W_{Rj} 值, 并把它与电容储能 W_{cj} 比, 得

$$k_{dp} = W_{Rj}/W_{cj} = 1 - \exp(-2\alpha_s m\pi/\omega_s) \quad (3-307)$$

这里 k_{dp} 恰好是驱动线圈和管状弹丸间的互感系数。用式(3-307)解 α_s , 并利用 α_s 、 ω_s 和 ω_0 的表达式可得到每段的等效电阻 R_j 。

电流降到零瞬间 C_j 上的剩余电压

$$\Delta U_{cj} = U_{cj} \cdot \exp(-0.5\alpha_s m' T_s) \cdot \cos(m'\pi) \quad (3-308)$$

式中 T_s ——以 ω_s 形成的周期。

第 j 段电流第一峰值 I_{mj} 可用式(3-305)求得

$$I_{mj} = \frac{U_{cj}}{\omega_{sj} L (1 + \lambda_j^2)} \exp(-\lambda_j \tan \frac{1}{\lambda_j}) \quad (3-309)$$

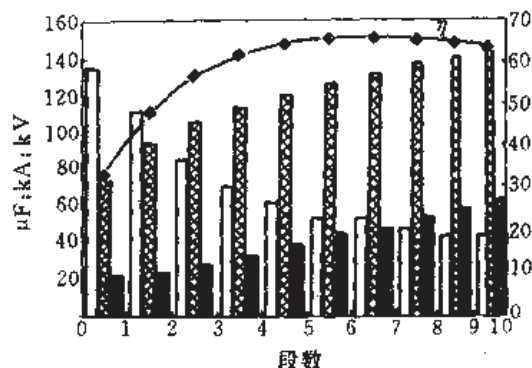
式中, $\lambda_j = \alpha_{sj}/\omega_{sj}$ 。

用上述有关公式计算和设计出的一个六相十段电容激励的异步感应线圈炮的性能, 表示在图 3-39。从中可进一步看出异步感应线圈炮用电容激励的特性和效率。

3.7.5 发电机激励

一、同步交流发电机激励

异步感应线圈炮的另一种常用电源是发电机。用发电机激励线圈炮很类似经典的直线电动机。其不同点仅在于:(1)线圈炮不使用铁磁材料;(2)作为次级的弹丸线圈或管状弹丸比初级的炮管驱动线圈短得多;(3)弹丸在炮管内的渡越时间极短,与驱动线圈或弹

图 3-39 电容激励异步感应线圈炮的性能^[26]

□—相电容值; ▨—峰值电流; ■—初始电压; ◆—效率。条件: $m_p = 1\text{ kg}$; $v_{\infty} = 0.2\text{ km/s}$; $v_{pf} = 2\text{ km/s}$ 。

丸线圈的时间常数相近,结果瞬变电流的直流分量对炮的性能有重要影响。

这里,仅考虑同步发电机激励异步感应线圈炮的开始段。六个驱动线圈连成三相,即六线圈的相序是 A 、 $-C$ 、 B 、 $-A$ 、 C 、 $-B$ 。如果忽略发电机的内阻抗,可认为三相电压是恒定的,因而

$$u_a = U_m \cos(\omega t + \phi) \quad (3-310)$$

$$u_b = U_m \cos(\omega t - 120^\circ + \phi) \quad (3-311)$$

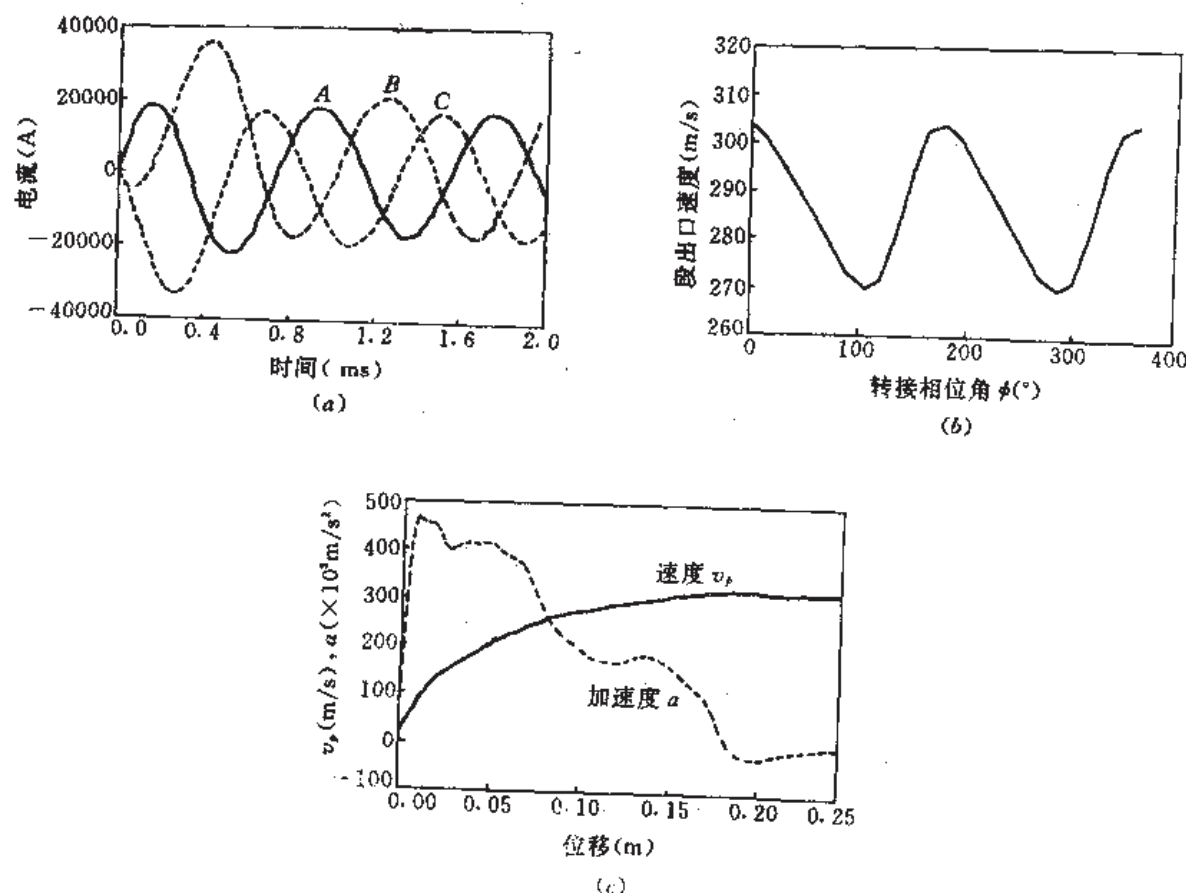
$$u_c = U_m \cos(\omega t - 240^\circ + \phi) \quad (3-312)$$

式中电角频率 $\omega = 2\pi f$; 极距 τ 与同步速度 v_w 有关,即 $v_w = 2\tau f$; ϕ 是转接相角,它取决于发电机接通时刻。此外尚应注意,由于开始段长度和弹丸线圈长度均有限,因此在渡越期间将存在一个波长和频率的连续谱。把同步速度作为空间和时间的主要参考量。由于存在高次谐波的结果,在管状弹丸内感应的电流和由此而产生的加速力即使在同步速度时也不消失。

为了充分说明发电机的性质,把 2 kV 峰值电压和 1.25 kHz 恒频的发电机加到炮管驱动线圈上,三相电流如图 3-40(a) 所示。可以看到,在前 1 ms 期间电流不对称,这是因为直流分量的影响,此影响在 B 相和 C 相尤为严重。由于这种不对称性存在,在开始段弹丸的出口速度也与电源接通的时间不同,有轻微的变化,即随式 (3-310)~(3-312) 中的转接相位角 ϕ 而变化,如图 3-40(b) 所示。当转接相位角从 0° 到 360° 变化时,弹丸出口速度将在 10% 以内变化。这表明:因为发电机向负载转接的时间是任意的,所以不要指望炮重复再现完全同样的性能。但就全加速过程而言,速度和加速度曲线仍是较平滑的(图 3-41),这意味着直流分量仅影响开始段的加速。

在开始段弹丸的初始位置也是一个重要影响因素,它影响弹丸的出口速度;弹丸的最佳位置和多种因素有关。管状弹丸的电导率也影响开始段的工作性能,对于一给定的线圈尺寸,存在一最佳电导率值。不能认为电导率越高越好,或电导率越高炮口速度越大。

在开始段出口速度较高(如 1 km/s) 时,电流的直流分量将对炮的性能有更大的影响。由于弹丸的渡越时间与放电时间常数有相同的量级,因此驱动线圈电流的直流分量能来得及产生减速力,因此在高速时加速度可能变成负值。正如何坚良等人^[27]用 12 个驱动线圈连成三相绕组所模拟的那样,驱动线圈电流含有很强的直流分量;加速度曲线分成两个区域,前半部弹丸经受减速力,仅在后半部弹丸被加速,这意味着高速时三相电流中的直

图 3-40 发电机驱动开始段的特性^[27](a) 电流和相序; (b) 转接相位角对出口速度之影响; (c) v_p 和 a 与位置关系。

流量破坏了磁行波。也就是说,除非采取某种办法,否则用发电机激励的异步感应线圈炮不能工作在速度 1 km/s 以上。解决这个问题的措施之一是,按顺序地转接发电机的三相电压,使每相电压转接的瞬间均取该相电流过零时刻。因为炮管线圈电流由负载决定,所以应当预先对每相电流和功率因数进行分析、计算,以便找出电流过零的转接时刻。

弹丸从低速段向高速段的渡越是决定达到超高速可能性的重要因素(图 3-41)。使用各有 12 个驱动线圈的两段进行模拟表明^[27]:管状弹丸携带在第一段感应出的电流进入第二段。第二段电源以不同时刻(或弹丸在不同位置)转接将产生两个问题,一是弹丸在前段感应的电流和本段的感应电流间的电流相位差;二是上述直流分量产生的影响。第一个问题的解决方法是,在管状弹丸超过第二段长度的一半时再转换该段电源,以使弹丸在前段的感应电流有充分时间衰减。此举即使衰减不彻底仍有电流相位差存在,也可避免出现负加速度使弹丸减速;但此举不能解决第二个问题(电流不对称效应)对炮的影响。为了在段间得到平滑的过渡,也要求三相电源不能同时转接,而

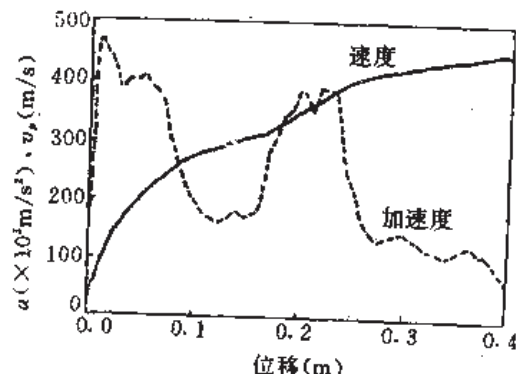


图 3-41 渡越两段的的速度和加速度:

各段条件: $1. 5 \text{ kHz}, 2 \text{ kV}$ 和 $2. 5 \text{ kHz}, 6 \text{ kV}, \phi=0$ 。

必须一相一相地逐次在电流过零时转接。用这种方法能消除直流分量影响。

正如前述,弹丸长度通常比炮管段长度小,因此一段中的每相必须用两类不同的等效电路来描述:一个是与管状弹丸正耦合的部分,另一个是无耦合的部分(图 3-42)。图中 U_μ 是相电压, s 是滑差, n_c 和 n_u 分别表示与弹丸有耦合和无耦合的串联每相线圈数, R_c 和 R_u 表示两种线圈的电阻,表征激励气隙的电抗 X_{a1} 、 X_{a2} 和 X_{a3} 形成 T 形网络(图 3-42),它们的表达式是:

$$X_{a3} \approx \frac{\mu_0 \omega}{\beta} \cdot \frac{\sqrt{r_c r_u}}{\sinh(g\beta)} \quad (3-313)$$

$$X_{a1} = X_{a2} \approx [\cosh(g\beta) - 1] X_{a3} \quad (3-314)$$

式中 g ——有效空气隙, $g = r_u - r_c$ 。其中 r_u 和 r_c 为两种线圈的有效半径;

β ——波数,和极距 τ 有关, $\beta = \pi/\tau$ 。

表示激励管状弹丸内部敞开空间的电抗

$$X_{in} \approx \frac{\mu_0 \omega}{\beta} \cdot \frac{8r_c \beta - 3}{8r_c \beta + 1} r_c \quad (3-315)$$

炮管驱动线圈外部敞开空间的电抗

$$X_{ex} \approx \frac{\mu_0 \omega}{\beta} r_u \quad (3-316)$$

图 3-42 所示为类似感应电动机的等效电路,因此加速力、速度和能量关系式也相应与经典感应电动机的相类似。

若驱动线圈电流不衰减变化,则磁通和作用于弹丸上的加速力也是常量。若用三相不衰减电流以不同频率馈电,则作用于管状弹丸上的加速力可直接由图 3-42 的电路模型计算出:

$$F_r = \frac{m I_{ph}^2 \operatorname{Re}[\underline{Z} - (n_c + n_u) R_c]}{v_u} \quad (3-317)$$

式中 m ——相数(以下表示弹丸组件的质量);

I_{ph} ——相电流有效值;

\underline{Z} ——复数输入阻抗。

弹丸的炮口速度可用牛顿定律 $F_r = m dv_r / dt$

$= m v_r dv_r / dx$ 计算。若已知炮长 l_p ,则炮口速度 v_p 以下式确定:

$$l_p = \int_0^{v_p} dx = m \int_0^{v_p} (v_r / F_r) dv_r \quad (3-318)$$

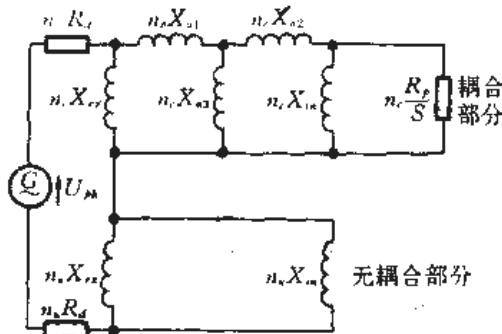


图 3-42 一相驱动线圈等效电路

二、感应发电机激励

前面分析已指出,使用同步交流发电机激励异步感应线圈炮仍需要大量转接用的开关。为避免此缺点和获得以下述有利之处,纳尔蒂(Nalty)^[28]提出使用“感应发电机”激励线圈炮的方案。

此方案的优点,一是避免了开关转换;二是只在弹丸附近激励驱动绕组。线圈炮的储能器就是旋转的感应机。炮的励磁由弹丸上的励磁绕组提供,而弹丸类似同步调相器的转子。“过同步”感应机(储能器)和“同步”交流发电机(弹丸)的联合体,称作“感应发电机”(图 3-43)。用弹丸场激励的感应发电机的独特优点在于可把多个机器分布在炮管长度上

而不需要各发电机预置同步角位置。

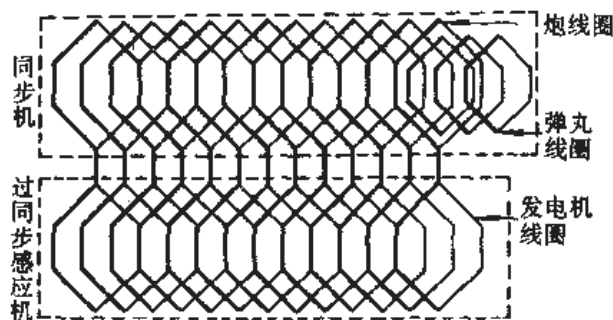


图 3-43 给线圈炮供电的感应发电机^[28]

在前述的交流发电机中,其激磁是由并入储能器的场线圈提供的。每当旋转磁场出现期间,总要对定子绕组外加一定的电压;为了防止那里不需要电流期间有电流通过负载(如场斜升或电动回转期间),需要设置负载隔离开关。而在图 3-43 所示的感应发电机中,对同步交流发电机或电容器的频率而言,基本上是一个驱动“过同步”的感应电动机。这种结构常在风力发电机方案中可以见到,其功率流动方向是从感应发电机到同步交流发电机。

在感应发电机中,弹丸线圈(电枢)携带电流,此电流或者由外部电源产生,或者是弹丸历程之初所建立的维持磁场的涡流。把携带电流的弹丸线圈(电枢)注入到驱动线圈(定子)中去,结果把炮变成了一个同步机,它所使用的磁场是由弹丸线圈在附近驱动线圈上感应电压所产生的。如果把线圈炮的每个驱动线圈以适当的顺序连接到一个旋转的感应机的线圈上,并且使极距和速度间的关系保持在感应机对弹丸的“过同步”,则功率传输方向将从感应机到同步机,结果引起炮的弹丸线圈试图与感应发电机的行波同步^[28],从而加速弹丸。

现在来评估可行性。当弹丸线圈磁场随时间衰减且不用外电源维持时,用这种感应发电机给异步感应线圈炮供电是有难度的,但其简单性和上述的好处是有吸引力的。数学分析应使用类似三相感应电动机的相量方法。下面将具体地分析绕组电流上升或衰减的速率。

关于一绕组感性地与转子耦合的集中参数电路,表示在图 3-44。为了描述此电路的等效串联,采用两个回路的方程(用相量)

$$U_s = I_s R_s + j\omega_s L_s I_s - j\omega_s M_{rs} I_r \quad (3-319)$$

$$0 = -j(\omega_s - \omega_M) M_{rs} I_s + j(\omega_s - \omega_M) L_r I_r + I_r R_r \quad (3-320)$$

式中 U_s ——从机器终端看的电压有效值;

I_s, I_r ——定子和转子电流有效值;

R_s, R_r ——定子和转子电阻;

L_s, L_r ——定子和转子电感;

ω_s, ω_M ——定子电角频率和转子机械角频率;

M_{rs} ——转子和定子间的互感。

通过 I_s 解方程(3-320)的 I_r , 然后把它代入方程(3-319):

$$U_s = I_s R_s + j\omega_s L_s I_s + \omega_s (\omega_s - \omega_M) M_{rs}^2 I_s / [j(\omega_s - \omega_M) L_r + R_r]$$

$$= I_s \left[\frac{\omega_s (\omega_s - \omega_M) (M_{rs}^2 / L_r) (R_r / L_r)}{(R_r / L_r)^2 + (\omega_s - \omega_M)^2} \right] + j \omega_s \left[L_s - \frac{(\omega_s - \omega_M)^2 (M_{rs}^2 / L_r)}{(R_r / L_r)^2 + (\omega_s - \omega_M)^2} \right] I_s \quad (3-321)$$

通常,在这个感应电动机公式推导中把串联电感分成两个成分,一个是漏感,另一个是由定子的变压器作用而出现的补偿电感,从而可引出标准模型。在这个模型中,理想变压器合并了互感,而且一个叫作“磁化电感”的旁路电感重新构成无载电感。对于轻微加载的铁磁机,这种磁化电感相当大,通常可以当作开路被忽略掉。但对于空心和高饱和机,磁化电感很低,计算这项时需要定子和转子绕组间的互感,因此使用普通模型不能补救这种不足。故在以下等效电感表达式中,应当把互感项包括进去。

从以上方程可看出,在已知 L_s 总比 M_{rs}^2 / L_r 大甚至产生功率时,感应发电机仍是一个感性电路;用等效串联电阻表达式,即使在零转差时,电流仍是阻尼衰减的。当在小负转差时,电路才开始呈现负电阻性;而在大负转差时,电源项开始降低到正增益阈值以下。在这两个极限间的某处,将由等效 R/L 给出一增长率最大的点。但是在无外部交流激励或电容元件时,上面的电路不能维持振荡的特性。

上述模型描述了假定的精确稳态交流性状。对于实为同步调相器的线圈炮来说,令 $\omega_s = \omega_M = \omega_{rs}$,则线圈炮的定子电压

$$U_s = I_s R_s + \frac{d\psi}{dt} = I_s R_s + j \omega_s L_s I_s - j \omega_s M_{rs} I_{r_c} \quad (3-322)$$

式中 I_{r_c} ——转子直流;

ω_s ——由弹丸速度和炮绕组极距建立的交流信号角频率的记号。

容性(或负感性)正负号,依惯例是由发电机行为来决定。

上面概要地分析了原理和可行性,下面将讨论这种特殊驱动方式的线圈炮等效电路。

使用上述理论作基础,可画出这种线圈炮线圈的等效相电路(图 3-45)。图中互感项已被合并入总电感 L_T 中。

等效电路中的各量分别为

$$U_s = -j \omega_M M_{rs} I_{r_c} \quad (3-323)$$

$$R_T = R_s + R_r + \frac{\omega_s (\omega_s - \omega_M) (M_{rs}^2 / L_r) (R_r / L_r)}{(R_r / L_r)^2 + (\omega_s - \omega_M)^2} \quad (3-324)$$

$$L_T = L_s + L_r - \frac{(\omega_s - \omega_M)^2 (M_{rs}^2 / L_r)}{(R_r / L_r)^2 + (\omega_s - \omega_M)^2} \quad (3-325)$$

式中 I_{r_c} ——弹丸的直流电流;

M_{rs} ——弹丸和定子间的互感。

在无(或有)外部激励时,电流将按给定的时间常数 L/R 指数地衰减(或增长)。为了计算有外部激励情况下的增长,现列出等效

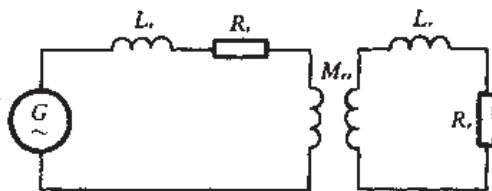


图 3-44 定子-转子集中参数电路模型

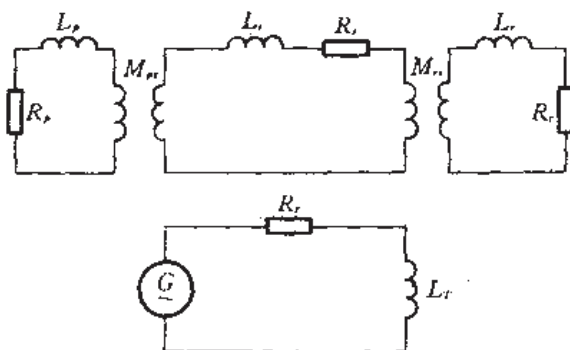


图 3-45 感应发电机-线圈炮等效电路^[28]

回路的电压方程:

$$R_T I + j\omega_e L_T I - j\omega_e M_{ps} I_{p_{sc}} = 0 \quad (3-326)$$

由此解得

$$I(\omega_e) = (j\omega_e M_{ps} I_{p_{sc}}) / (R_T + j\omega_e L_T) \quad (3-327)$$

变换成时间域并仅取相量实数部分:

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{d}{dt} [(M_{ps} I_{p_{sc}} / R_T) \exp(-t R_T / L_T)] \\ &= -M_{ps} I_{p_{sc}} \exp(-t R_T / L_T) \end{aligned} \quad (3-328)$$

实际上,弹丸场将随时间衰减。所以,可以把这个衰减模型化成一个固有的 L/R 衰减,因此

$$I_{p_{sc}}(t) = I_{p_{sc}} \exp(-t R_p / L_p) \quad (3-329)$$

式中 $I_{p_{sc}}$ ——弹丸线圈初始电流。

把此表达式代入相电流的表达式(3-328)中,得到相电流

$$I(t) = -\frac{M_{ps}}{L_T} I_{p_{sc}} \exp(-t R_T / L_T) = -\frac{M_{ps}}{L_T} I_{p_{sc}} \exp\left[-t \left(\frac{R_T}{L_T} + \frac{R_p}{L_p}\right)\right] \quad (3-330)$$

由此可看到,感应发电系统内电流正的上升速率的判断是

$$-\frac{R_T}{L_T} > \frac{R_p}{L_p} \quad \text{或} \quad -\frac{L_T}{R_T} < \frac{L_p}{R_p} \quad (3-331)$$

现在以数量级来估算弹丸线圈涡流的时间常数。假设管状弹丸内有一均匀磁场 B , 弹丸的电阻率为 ρ_p 、半径 r_p 、长度 l_p , 则估算的弹丸电阻 $R_p \approx 2\pi\rho_p/l_p$, 估算的电感 $L_p \approx \mu\pi r_p^2/l_p$ 。因此可估算出弹丸的时间常数

$$\frac{L_p}{R_p} \approx \frac{\mu\pi r_p^2/l_p}{2\pi\rho_p/l_p} = \frac{\mu r_p^2}{2\rho_p} \quad (3-332)$$

以此式计算直径 120mm 的铝弹丸,其时间常数约为 40ms。而直径 20mm 铝弹丸的时间常数仅为 1.1ms。从式(3-332)可知,表面积大的弹丸有利于加速。对于发射时间 2~10ms, 直径 120mm 的弹丸来说,能够很好地保持电流,在发射期间它的激励场衰减不大。

发电机激励时间常数 L_T/R_T 可用式(3-324)和式(3-325)计算。所要寻求的电流最大增长速率可由 R_T/L_T 给出;为了寻求这个函数的负峰值,需要对 $(\omega_e - \omega_M)$ 求导数,然后令其结果等于零,求解这种方程的 $(\omega_e - \omega_M)$ 负根,则知相电流最大增长率出现在

$$\omega_M = \omega_e + \frac{(R_T/L_T)[X_{eq} - (R_s + R_p)]}{\omega_e(L_s + L_p - M_{ps}^2/L_T)} \quad (3-333)$$

$$\text{式中} \quad X_{eq} = [(R_s + R_p)^2 + \omega_e^2(L_s + L_p)(L_s + L_p - M_{ps}^2/L_T)]^{1/2} \quad (3-334)$$

若使用感应机转子-定子绕组的耦合系数 k_{rs} , 则 $M_{rs} = k_{rs}(L_r L_s)^{1/2}$ 。

3.8 磁化弹丸行波炮

3.8.1 加速原理

至此,已形成了这样的概念:所有线圈炮,无论是螺旋线圈炮、直流电枢分立驱动的线圈炮,还是感应线圈炮,都可广义地看作是用“磁行波”加速弹丸的^[1]。以前着重介绍了如

何产生磁行波以及用它加速弹丸线圈。本节将讨论用磁行波加速磁化弹丸的原理和方法,并重点介绍磁化弹丸。

用一磁行波场梯度加速已磁化的弹丸,其加速性状取决于弹丸的磁化方向,并以此决定弹丸是“骑”在磁行波波峰的前面还是后面(图 3-46)。

抗磁质材料(铜、铋、金、锌、铅、硫等)的弹丸,其相对磁导率 $\mu_r < 1$ 。在外磁场 B_0 作用下产生的附加磁感应强度 B' 的方向与 B_0 相反,磁化强度 M_0 的方向也与 B_0 的相反,所以弹丸被行波磁场的峰值推开一定距离;而顺磁质材料(锰、铬、铂等)弹丸,其相对磁导率 $\mu_r > 1$, B' 方向与 B_0 的相同, M_0 也与 B_0 方向相同,所以弹丸被行波磁场的最大值牵拉着走。

作用在单位体积弹丸上的力

$$F_{z1} = M_m \frac{dH}{dx} \quad (3-335)$$

式中 M_m —— 磁化强度(单位体积的磁矩);

H —— 磁场强度。

弹丸所能得到的最大加速度

$$a_{\max} = \frac{M_m}{\rho_m} \frac{dH}{dx} \quad (3-336)$$

式中 ρ_m —— 弹丸材料密度。

磁行波波速 v_w 必须与弹丸速度 v_p 同步。如果弹丸“骑”在磁场强度梯度 dH/dx 的最大值前面,则弹丸对磁行波能处于一个稳定位置(图 3-46),可实现自动同步。若此时 v_p 落后于 v_w ,则作用于弹丸上的力将增大;反之亦然。如果在 OC 区,一个抗磁质的弹丸“超前”驱动线圈,它具有磁矩 P_{m0} ,则它将被加速朝右运动;如果在 OD 区,一顺磁质弹丸“滞后”于驱动线圈,它具有磁矩 P_{m0} ,它也将被加速朝右运动。如果驱动电流随时间振荡而变化方向,则具有磁矩 P_{m0} 的磁化弹丸将在滞后区内被加速,具有 P_{m0} 的磁化弹丸将在超前区内被加速。基于这种原理,可使弹丸获得双倍的冲击加速,即从 OD 区到 OC 区渡越时刻使电流反向。

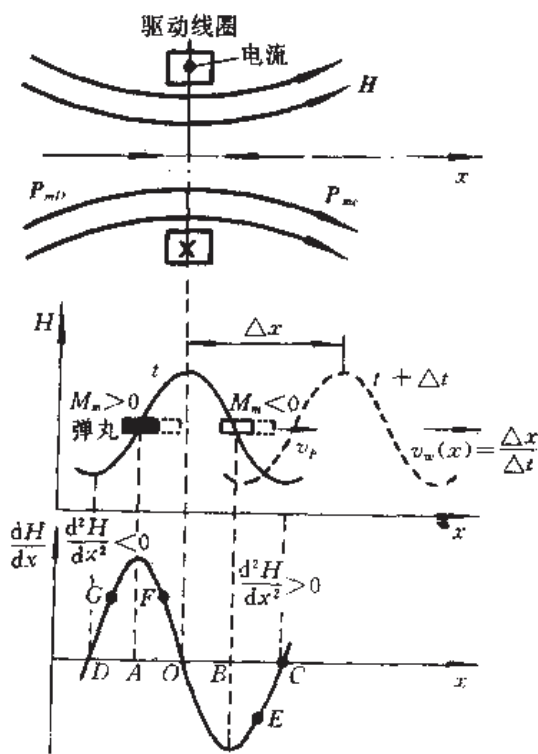


图 3-46 磁化弹丸行波炮原理

获得磁化弹丸的途径有多种。

(1) **抗磁常规导体圆柱弹丸** 它具有一感应的偶极磁矩 P_{m0} ,是由于防止 H_z 渗透的角向涡流 j_θ 产生的。但是这种弹丸产生的焦耳热太严重,其速度与涡流引起温升 ΔT 之间的比例关系是 $v_p \propto \sqrt{\Delta T}$ 。

(2) **感应抗磁矩超导圆柱弹丸** 它的磁化强度小于零。具有全迈斯纳(Meissner)趋肤效应的第一类超导体,在场中它变为常规导体。为了得到有意义的速度,这个场显然太小。另一方面,由于存在时变电流,第二类超导体易出现大的磁滞损失。所以,当行波磁场感生抗磁电流时,必须防止这种时变电流发生。

(3) **铁磁圆柱体弹丸** 铁磁材料的磁化强度大于零, $\mu_r \gg 1$,能产生顺磁磁矩(不必由涡流产生);但是,它的磁化强度的饱和值较低(对达到更高的速度而言)。

(4)永久磁化超导圆柱弹丸 它的磁化强度小于零,能产生较大的抗磁或顺磁磁矩,具有大的抗磁或顺磁磁化强度。若使用第二类超导导线(如 NbTi 或 Nb₃Sn)绕制的圆柱体,将具有极高的临界场和电流。

由上面分析可见,若能保证常规导体的电流衰减时间常数大于加速时间,常规导体是可作为磁化弹丸的;但大的时间常数要求弹丸的规模尺寸不能太小。铁磁材料(Fe, Co, Ni 等)或稀土材料亦可作磁化弹丸,虽然它们的居里温度低,但具有较高的饱和磁感应强度;铕似乎是最好的铁磁弹丸材料。最理想的磁化弹丸应是永久磁化超导体弹丸,它能提供抗磁和顺磁两种状态。参考文献[29]给出了各种用作磁化弹丸的超导材料及其性能。高温超导磁化弹丸将在今后被广泛应用于磁化弹丸行波炮中。

对于所有抗磁质弹丸,在 BC 区运动是稳定的(图 3-46)。弹丸“骑”在稳定点 E 上,同时克服引力而稳定地在运动中悬浮起来;如果由于某种扰动使它向 E 点右(或左)方移动,它将受到力作用,恢复到原来的稳定点 E 上。相似地,顺磁质弹丸在 OA 区运动是稳定的, F 点是稳定状态点。但是,这些弹丸对径向扰动位移是不稳定的,因此必须考虑弹丸的相稳定性和径向不稳定性的并存。切诺(Chen)等提出对顺磁质弹丸使用相不稳定点 G,此时径向运动趋于稳定。也可使用接近超导(深冷)的常规导体作弹丸来稳定径向运动。因为此时弹丸若径向偏移时,改变的偶极场将感生涡流,使它向轴线复位。

3.8.2 典型炮

有许多能产生像图 3-46 那样的可加速磁化弹丸的磁行波之方法。图 3-47 所示的就是其中的一种。弹丸在炮管内,超导屏蔽对弹丸起磁悬浮和导向作用。和炮管平行的是驱动管,内有驱动线圈,每个驱动线圈通过开关 S 与独立电源 G 相通。将许多这样的驱动线圈平行于炮管有规律间隔地放置,可排成一线圈阵组成驱动管。炮管和驱动管两者都用一超导单层绕组所包围,而超导单层线圈产生一轴向直流场。各驱动线圈被一些电阻轴向地连接隔离,以利于磁通与驱动线圈交链,实现良好的耦合。

这种炮的工作过程如下:超导直流磁场强度(1MA/m 量级)磁化弹丸;以适当的时序向各驱动线圈馈电,产生一正弦电流。这些正弦电流产生的磁通能加强某些驱动线圈内的原磁通,而减弱另一些驱动线圈内的原直流磁通。这样,就能在炮管内沿轴向建立起加速用的磁行波。最简单的情况是每个驱动线圈用一个电容器组激励。为了有效地利用能量,在一个振荡周期之后就急剧短路掉这个电容器组。驱动管和炮管用柔韧的电缆连接,以便二者分离和移动。

这种炮是采用超导体屏蔽达到使弹丸磁悬浮和导向的。磁场强度 H 使弹丸感生出磁化强度。超导体的表面不允许磁通向其内渗透,并且被正接近的弹丸感应出一个阻止磁通渗透的电流。这个电流畸变磁场分布,在超导体内引起一个和弹丸一样的“镜像”^[29],结果弹丸被磁力悬浮起来。这是因为在弹丸和感应电流镜像间存在着排斥力,从而使弹丸稳定地悬浮和导向,并防止弹丸对超导电流环的吸引。倘若使用抗磁质的超导弹丸,将不需要

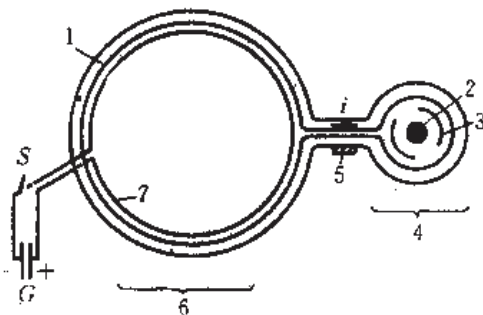


图 3-47 典型的磁化弹丸行波炮^[29]

1—超导单层绕组;2—弹丸;3—超导屏蔽;
4—炮管;5—轴向电阻;6—驱动管;7—驱动线圈。

导向屏蔽。但使用铁磁质弹丸或永久磁铁的弹丸时,必须装置导向屏蔽,否则会产生不稳定状态。正如前述,导向板条不一定非用超导不可,这里也可使用高电导率的常规导体,只要感应电流的衰减时间常数比弹丸渡越时间长便可,但常规导体导向板条将引起磁制动阻力。在这种炮中,导向屏蔽必须是开路的。因为此举能形成一个位垒,可改变径向磁通分布,这对建立有用的磁行波似乎有利。导向屏蔽应是两个或多个对称地分布,以便在弹丸位置能给出对称的磁场分布。

为了达到更高的速度,亦可把各驱动线圈和相应的电源围绕炮管轴线间隔地辐射状排列,而炮管线圈仍成一直线^[29]。采用辐状圆周排列,可消除驱动线圈间的互感影响。关于弹丸运动引起的电感变化对炮性能之影响,可通过减小弹丸尺寸来减轻。

也可考虑用集中参数传输线或螺旋线传输线代替图 3-47 中的驱动线圈作磁通位移驱动器用,此举的优点之一是减少开关。另外,通过随位置坐标的增加可减少电感和电容,以适应越来越高的速度状态的需要。

对于这种炮,还可像高能物理学用的环形粒子加速器那样排列,把炮管做成圆形轨道状,在圆形轨道炮管内将小弹丸经多次回旋加速到超高速(如 50km/s),以便用于碰撞核聚变。环形加速方案之所以可行,是因为悬浮、导向的力可产生向心加速度 $a_c (= \omega^2 r = v_p^2 / r)$ 。此时必须保持弹丸具有速度 v , 才能以其角速度 ω 在半径 r_0 的圆周轨道上运动。向心力 $F_c (= a_c m_p)$ 是由吸引力和排斥力联合产生的。吸引力由磁场梯度 dH/dr 产生,因为 H 对铁磁弹丸也起磁化作用。排斥力是由悬浮用的超导导向板条所产生。一个能产生强制导力的环形方案表示在图 3-48(a),其内弹丸 A 被超导体 B 的电流产生的磁场所磁化和吸引,抗磁的超导导向板条 C 排斥弹丸,驱动线圈 D 产生磁行波。

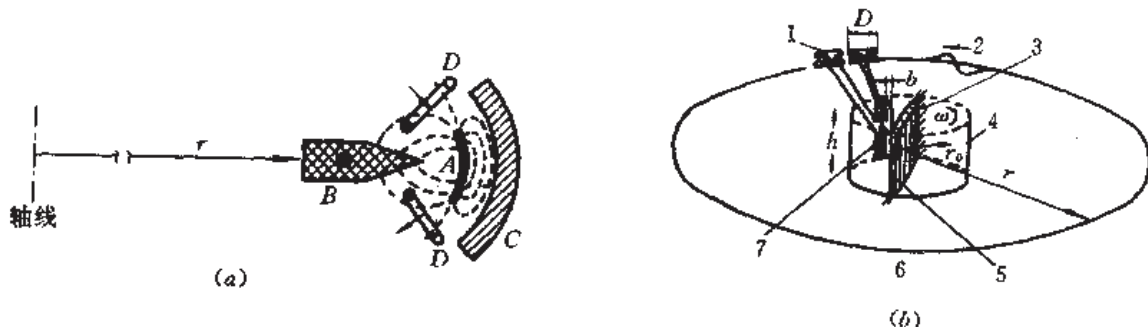


图 3-48 两种环形加速方案^[29]

(a)强制导力型;(b)无开关型。

1—驱动线圈;2—磁行波及弹丸;3—磁通;4—转子;5—配电转子;6—加速轨道;7—磁通环。

在一种环形炮中,可以不用开关转换,如图 3-48(b)所示,因为当弹丸在千米量级直径的圆轨道上以 10km/s 量级的速度运动时,其转速仅是每秒几转,所以可用一个配电转子作磁通置换器代替图 3-47 的电容器和驱动线圈。为此将超导单层绕组绕成小圆圈排列,以便交链来自特殊配电转子电极末端的磁通。图 3-48(b)中的几何关系 $b/D = r_0/r$ 必须得到满足,其中 b 为磁通环的接收宽度。磁通环接收转子的旋转磁通而感生电流,传至加速轨道上的驱动线圈。转子可设计成多极输出磁通,此时可同时加速多个弹丸。弹丸可从切线方向最后引出。原则上配电转子的驱动概念也可用于激励直线型磁行波炮,但因那里仅能一次加速,故难获得更高的速度。

本节讨论的直线型磁化弹丸行波炮,一般可加速较大质量的弹丸。虽然从原理上说,

直线型炮也可加速小质量弹丸到超高速,但它的炮管将达到惊人的长度,因而最好还是使用环形磁化弹丸行波炮。

3.9 磁阻线圈炮

磁阻线圈炮是利用线圈的铁磁磁路的磁阻变化吸引铁芯运动来加速铁芯弹丸的。它与普通线圈炮的不同之处在于:一是弹丸为一整块铁磁材料,被加速的不是弹丸线圈或管状弹丸;二是在炮系统中引入铁磁材料,虽然这对炮的性能有某些影响,但效率比空心线圈炮高;三是由于铁磁材料在磁路中出现,将给分析带来非线性问题,因而在确定加速力和绕组电感时,应当使用计算机有限元编码。

尽管可将直线电动机与旋转机对应分类,而且它的许多用途和性能已为人知,但它直接用作线圈炮尚不十分广泛。其原因之一,是它加速引起的瞬变过程给设计造成极大的困难。磁阻线圈炮的实际工作性能与用经典分析得出的有重大不同。

从前面分析可知,同步直线电动机要求滑动接触和固定电缆馈电给电枢,而感应型直线电动机虽然避免了这些缺点,但在效率和可控性方面仍不尽人意。磁阻电动机是由旋转的步进电机对应拓扑而来的,它通过消除电枢绕组而避免了同步电机的缺陷。由于它具有同步电机的特性,所以它又表现出良好的可控性。磁阻电动机在设计中主要缺乏有关它的工艺资料和设计基础资料。但是,磁阻电动机可成为线圈炮电动机的候选者,这是因为它具有使用可靠性和抗破坏性能。这一点已给磁阻线圈炮的设计带来希望,以致使磁阻有线电动机发展成一种线圈炮——磁阻线圈炮。

磁阻线圈炮由一系列螺线管驱动线圈和铁磁材料的磁轭铁芯组成,如图 3-49 所示(图中仅画出对称的一半)。所谓磁阻,是指阻止线圈周围磁路建立磁通的阻力。显然,在线圈腔管内放置铁磁材料能减小磁阻。当铁芯运动时,环绕线圈的磁路的磁阻将发生变化,于是就对铁芯弹丸产生了作用力。铁磁材料的铁芯比被它取代的空气有更大的磁导率($\mu_r \gg 1$)。当铁芯行进到线圈中心时,磁通较容易形成和通过,这是因为磁路的空气隙变小,磁路的磁阻也小,此时对铁芯的作用力亦最小。当铁芯从线圈中心移开时,原来拉铁芯向前的磁力现在变为拉铁芯向后,因此,当铁芯到达线圈中心后必须立即采取某些措施以

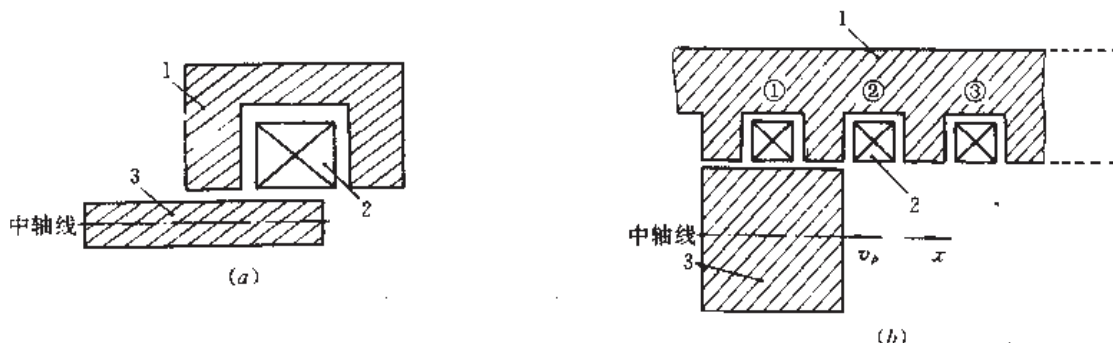


图 3-49 磁阻线圈炮工作原理

(a)单级磁阻线圈炮;(b)多级磁阻线圈炮。

1—定子磁路;2—驱动线圈绕组;3—铁芯(弹丸)。

使它不被拉回。实际的直线磁阻电动机是具有一系列时序接通的线圈,它将拉着铁芯弹丸

沿炮管向前运动。应特别注意,铁芯弹丸仅受拉力,而不受推力作用,它不具备某些线圈炮在适当选择两种线圈电流方向时对弹丸可拉、可推的优点。

在图 3-49(b)中,当线圈①完全断电铁芯靠惯性接近线圈②某位置时,电源向线圈②馈电,并在线圈②电流达到最大值时用开关 S_1 把线圈②的电压断掉(图 3-50),使线圈内已建立起的电流 i 通过连接到线圈的二极管继续同向流动,如图 3-50 所示。可用这种电路激励每个驱动线圈。电路中的电感 L_u 代表一个线圈的电感,电源是直流的,但电压可以变化。当电路被开关 S_2 断开时,二极管能防止快速上升的反电压出现在线圈上,从而使电流通过线圈内阻自然衰减掉。当铁芯中心接近线圈中心时,最好使线圈电流衰减至零;若线圈仍保持着相当的电流值,则应当向这线圈加一负极性电压。图 3-50 中的负电压源就是为此而设的。采用这种电路和措施,能避免对铁芯弹丸产生减速度。若不用负压源,就需要把线圈未衰减掉的电流转接到一外电阻器上,以加快其衰减速度。

磁阻线圈炮的性能,与用经典磁通分析指出的有重大差别。电流经过线圈时,磁能储存在线圈周围的磁场中,若线圈的磁动势 $F_m = iN$ (安匝),则由此确定的磁通 Φ 遵循

$$F_m = Ni = \Phi R_m \quad (3-337)$$

式中 R_m ——磁通路径的磁阻。

在空心线圈炮中, R_m 是常量, Φ 与 Ni 的关系是线性的,由此直线围成的面积便是储存的磁能 W_m , 定义为

$$W_m \stackrel{\text{def}}{=} \int_0^\Phi N i d\Phi = \frac{1}{2} \Phi^2 R_m \quad (3-338)$$

而磁阻的普通表达式是

$$R_m = \frac{l_m}{\mu_0 \mu_r A_m} \quad (3-339)$$

式中 l_m ——磁路长度;

A_m ——磁通穿过的面积(磁路截面)。

这里描述的磁阻线圈炮,磁阻几乎全部都出现在定子磁路和铁芯间的空气隙上。由于磁力线两次经过磁路的空气间隙 g , 因此计算磁阻时可认为 $l_m \approx 2g$ 。另外,假设当铁芯中心与驱动线圈中心重合时,面积 A_m 正是直径为 d_m 和长为 $l_s/2$ 的圆柱表面积,而且铁芯的长度恰是 l_s 和直径恰是 d_m , 并考虑空气的 $\mu_r = 1$, 则式(3-339)变为

$$R_m = \frac{4g}{\mu_0 \pi d_m l_s} \quad (3-340)$$

实际上 d_m 也是炮的口径。线圈的有效长度大约是两倍的极距。对于线性情况,把式(3-338)沿中轴线上的运动距离 x 微分,便获得磁阻电动机(线圈炮)对铁芯(弹丸)产生的拉力^[30]

$$F_x = - \left. \frac{dW_m}{dx} \right|_{\Phi=\text{常量}} = - \frac{1}{2} \Phi^2 \frac{dR_m}{dx} \approx (Ni)^2 \frac{4g}{\mu_0 \pi d_m l_s^2} \quad (3-341)$$

显然,这个公式给出的结果很不精确。原因之一,是推导它时没有考虑漏磁(实际上存在不经过铁芯的漏磁);另一个原因是,对这里的非线性问题使用了线性分析方法。作用在铁芯

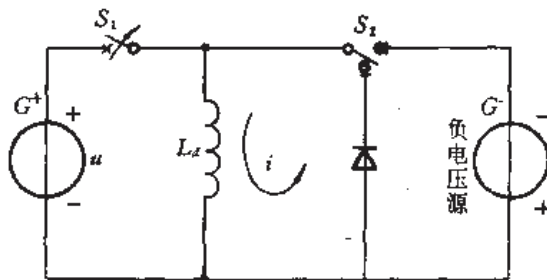


图 3-50 磁阻线圈炮的一种简化电路

上的实际加速力和式(3-341)的结果将有一个量级的误差。倘若精确地设计磁阻线圈炮,必须使用非线性有限元方法。

实际的磁阻线圈炮使用了铁磁材料,因材料存在磁饱和趋势,所以磁阻不是常量,对于低磁动势时 R_m 较大,但磁动势增加时 R_m 减小。由于 R_m 不是常量,故不能使用式(3-338)。磁阻线圈炮储存的磁能是磁通和磁阻的函数,即 $W_m = f(\Phi, R_m)$ 。设计时应注意,磁通的磁阻和储存的磁能表示炮系统的状态性质并和时间相关,它们依赖于不同时刻炮的几何结构和线圈电流分布。可以用计算机确定炮的储能、磁通和磁阻作为弹丸位置和线圈电流密度的函数关系,其中磁阻随铁芯位置变化如图 3-51(a)所示。铁芯在线圈中心时磁阻最小。储存的磁能和铁芯位置的关系曲线具有类似的形状。对于磁能既不进入也不消失的理想系统,铁芯动能变化等于磁能变化,因此有

$$F_x = - \left. \frac{d}{dx} (W_m) \right|_{\Phi = \text{常量}} \quad (3-342)$$

这意味着作用于铁芯上的力正比于图 3-51(a)那样形状能量曲线的斜率。典型的加速力曲线如图 3-51(b)所示。有限元编码分析表明,最大力点出现在离“死点”大约一个极距的距离上。对于一小时间间隔 Δt ,磁阻线圈炮的能量方程是

$$u_i \cdot \Delta t = \Delta W_m + \Delta W_e + I_i^2 \cdot \Delta t \cdot R_i \quad (3-343)$$

式中 $u_i \cdot \Delta t$ ——电源传给炮系统的能量(u 为电压);

ΔW_m ——驱动线圈储存磁能的变化;

ΔW_e ——力对铁芯做的功;

$I_i^2 R_i \cdot \Delta t$ ——线圈产生的焦耳热(R_i 为电阻, I_i 为电流)。

涡流和磁滞损失亦应加入到式(3-343)中去。但若使用分层的性能良好的铁磁材料,这两种损失可忽略不计。

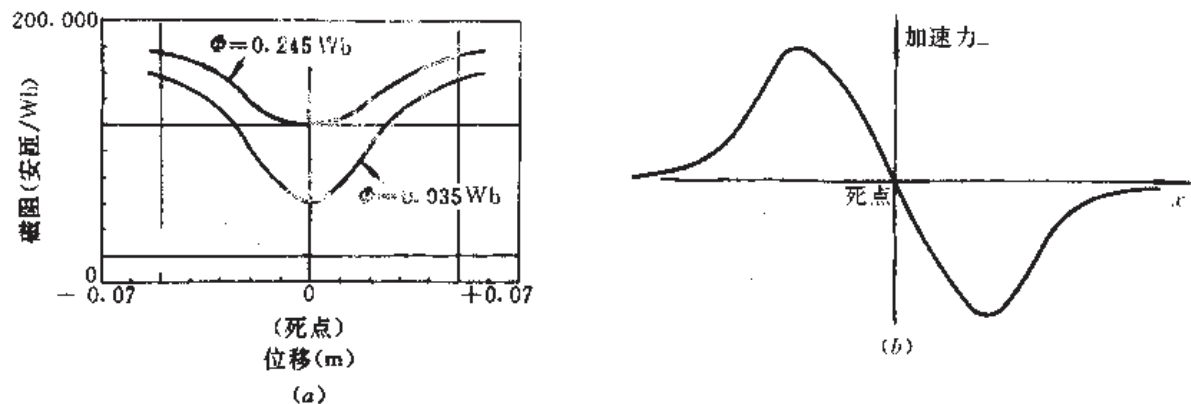


图 3-51 磁阻和加速力与弹丸位置的关系^[30]

(a)磁阻与位置关系;(b)力与位置关系。

现在讨论磁阻线圈炮的品质因数。当铁芯离死点约两个极距时,电源对线圈供电。在这个位置上,磁阻很接近它的最小值,并且磁阻曲线相对平直,因为此时 $dR_m/dx \approx 0$ 。此时仅有少量加速力作用于铁芯上,而且功率主要用于储存磁能和电阻损失上。在接近最大力的位置时,电源被去掉,在线圈无源期间所储存的磁能被转变成铁芯动能和热能。在一个无损失的系统中,当铁芯从位置 1 运动到位置 2(图 3-49)时动能变化

$$\Delta W_K = f_w(\Phi, R_{m1}) - f_w(\Phi, R_{m2}) \quad (3-344)$$

式中 $f_w(\Phi, R_m)$ ——非线性函数,表示所储存的磁能,为磁通和磁阻的函数。

由于此时无电压加在线圈上,而且总磁通应保持守恒,故能量转变仅由磁阻变化引起。又由于在给定磁通时,储能粗略地正比于磁阻,因此磁阻线圈炮的品质因数

$$\eta_r \stackrel{\text{def}}{=} \frac{R_{m1} - R_{m2}}{R_{m1}} \Big|_{\Phi=\text{常量}} \quad (3-345)$$

这个品质因数近似地等于储能转变为铁芯机械能的百分比。在一无损失的系统中,这个品质因数值便是磁阻线圈炮的效率。用此品质因数可评估机械设计的优劣。

从另一方面看,磁通路径内的磁阻依赖于铁芯的位置,这就使得从线圈输出端观察的电感成为铁芯位置的函数。通常,磁阻线圈炮中的铁磁材料均具有非线性的 $B-H$ 曲线,因此用电感和电流表示的储能公式这里不能使用,代之的储能公式是:

$$W_m(x, I) = \int_0^I \Psi(x, i) di \quad (3-346)$$

式中 $\Psi(x, i)$ ——磁通链。

铁芯位置的变化将改变积分函数,因此将改变储存的共能量。又因能量守恒,故必然产生一机械力

$$F_p(x, I) = \frac{\partial W_m(x, I)}{\partial x} \quad (3-347)$$

这个力使铁芯向磁阻最低的位置运动。

电路结构内的电感计算,通常是采用计算单位电流产生的总磁通链方法,因为磁通链 $\Psi = LI$ 。在含有非线性铁磁材料的系统,可以使用这种分析方法,只是电感是电流(或磁通)以及铁芯位置的函数。这样,炮系统的电感计算就变得十分困难,需使用有限元方法进行。对于图 3-49(a)所示的单级结构,线圈绕组的电感是铁芯位置和总电流的函数(图 3-52)。图中的零位置是死点。

图 3-52 描绘的电感面可作为建立算法的基础。这个曲面把终端电感与系统的状态 (Ψ, x) 关联起来了。

包含绕组及其电源电压的简单回路方程

$$u = \frac{R\Psi}{L} + \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad (3-348)$$

式中右侧第一项是由绕组电阻 R 产生的电压降,第二项是由法拉第定律得出的感应电压; u 是电源电压。用恒速度 v , 除式(3-348)的各项,得

$$\frac{d\Psi}{dx} + \frac{R}{vL}\Psi = \frac{u}{v} \quad (3-349)$$

这就给出了一个通过状态空间(Ψ 作为 x 函数)的弹道,此状态空间是由给定的电压波形产生的。在

使用电源电压 u 之前,绕组是开路的,因此对于 $x < x_{on}$ 所需的初始条件是 $\Psi(x) = 0$ 。这里 x_{on} 表示加电压时铁芯的位置。

倘若使用一个单独电源给一级馈电,经过一激励时间间隔后,这一级应当急剧短路,以便使电流衰减,不致当铁芯过线圈中心后对它产生减速力。由于短路开关闭合,因此通

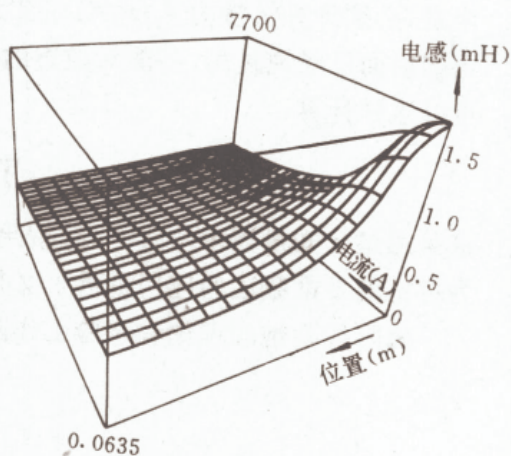


图 3-52 电感随电流和铁芯位置变化^[31]

过级间距的弹道完全由两个参量决定,即 x_{on} 和 x_{ck} (绕组短路时铁芯的位置)。微分方程 (3-349) 和以下描述的过程本质对任何电压波形均适用。

需要确定最佳的工作准则。明显的准则是要求发射期间欧姆损失最小。如果用 $W(x_{on}, x_{ck})$ 表示炮在一定参量下增加的能量, $W_R(x_{on}, x_{ck})$ 表示级工作期间的欧姆损失, W_0 表示铁芯获得所需动能时而要求的炮的能量增加, 则最佳的控制准则是: 在 $W(x_{on}, x_{ck}) = W_0$ 的条件下, 能使 $W_R(x_{on}, x_{ck})$ 最小。

假设对于任何参量值 W_R 和 W 均可计算出, 则拉格朗日 (Lagrange) 乘数法可用于解决最佳控制问题。考虑增广函数

$$U(x_{on}, x_{ck}, k) = W_R(x_{on}, x_{ck}) + k[W(x_{on}, x_{ck}) - W_0] \quad (3-350)$$

通过解 U 对每个变量偏导数都等于零的三个非线性方程, 可以找到最佳的电源转换位置。现有许多 FORTRAN 子程序能解这种问题。下面将讨论给定 (x_{on}, x_{ck}) 计算 W_R 和 W 的函数问题。

这些函数的计算是直接的。显然, 在一单级内的热损失

$$W_R = \int_{x_{on}}^{\infty} RI^2 dt \quad (3-351)$$

由于假设速度为常量, 则上式亦可写作

$$W_R = \frac{R}{v_p} \int_{x_{on}}^{\infty} \left(\frac{\Psi}{L} \right)^2 dx \quad (3-352)$$

由前面讨论可知, Ψ 是 x 的已知函数, 已知电感 L 是 x 和 Ψ 的函数。把 x_{ck} 代入函数 $\Psi(x)$, 从而使 x_{ck} 进入积分式。因为绕组电流指数地衰减直到零, 采用无穷大的上限是合理的。

$W(x_{on}, x_{ck})$ 的计算稍有些复杂。显然

$$W = \int_{x_{on}}^{\infty} F_r(x, \Psi) dx \quad (3-353)$$

但是, 必须计算机械力 $F_r(x, \Psi)$ 。因为 Ψ 是 x 的已知函数, 故实际上积分仅是 x 的函数。正如前面已经说过的, 共能对位置的偏微分便是力。其偏微分可以用数值方法获得, 共能可以这样计算:

$$W'_m = \frac{\Psi^2}{L} - \int_0^{\Psi} \frac{\Psi}{L} d\Psi \quad (3-354)$$

这是通过已知量表示的式子。这就给出了关于 W_R 和 W 函数以及增广函数 U 的完整算法, 为拉格朗日乘数法的应用提供了必须的计算基础。

磁阻线圈炮的理论和试验工作刚开始, 更深入的研究尚待进行。

参 考 文 献

- 1 王莹. 行波电磁发射器. 电工电能新技术, 1988, (2): 28~36
- 2 Chilton F. Mass Driver Theory and History. 3rd Princeton/AIAA Conference on Space Manufacturing Facilities, Princeton, N.J., 1977, 77-533, 1~7
- 3 Kolm H., Fine K., Mongeau P., et al. Electromagnetic Propulsion Alternatives, AIAA79-1400
- 4 Kolm H. and Mongeau P. Basic Principles of Coaxial Launch Technology. IEEE Transactions on Magnetics, 1984, 20(2): 227~230

- 5 Levi E, He J L, Zabar Z, et al. Guidelines of the Design of Synchronous-Type Coilguns. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 628~633
- 6 Mongeau P P. Inductively Commutated Coilguns. IEEE Transaction on Magnetics, 1991, 27(1): 568~572
- 7 Snow W R and Willig R L. Design Criteria for Brush Commutation in High Speed Traveling Wave Coilguns. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 654~659
- 8 Mongeau P. Analysis of Helical Brush Commutation. IEEE Transactions on Magnetics, 1984, 20(2): 231~234
- 9 Elliott D G. Mesh-Matrix Analysis Method for Electromagnetic Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 164~169
- 10 Snow W R and Mongeau P. Collapsing Front Coilgun with Brushless Commutation. 5th IEEE Pulsed Power Conference, Albuquerque, New Mexico, 1985, 530~533
- 11 Elliott D G. Traveling-Wave Synchronous Coil Gun. IEEE Transaction on Magnetics, 1991, 27(1): 647~649
- 12 Holm H H. Basic Coaxial Driver Reference Design. 3rd Princeton/AIAA Conference on Space Manufacturing Facilities, Princeton, N. J., 1977, 77-534
- 13 O'Neill G K and Snow W R. Overview and Outline of Mass-Driver Two. Space Manufacturing Facilities ■ Proceedings of the Fourth Princeton/AIAA Conference, Princeton, N. J., 1979, 277~295
- 14 Snow W R and Dunber R S. Mass Driver Two, a Status Report. IEEE Transactions on Magnetics, 1982, 18(1): 127~134
- 15 王莹. 有关电磁力应用的新技术. 电工技术杂志, 1985, (11): 42~46
- 16 Wu A Y. Parameter Studies for Travelling Wave Coaxial Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 617~622
- 17 Lell P, Igenbergs E and Kuczera H. An Electromagnetic Accelerator, N82-24968(1981)
- 18 McKinney K and Mongeau P. Multiple Stage Pulsed Induction Acceleration. IEEE Transactions on Magnetics, 1984, 20(2): 239~242
- 19 Hart D P and Mongeau P P. Pulsed Induction Acceleration. 5th IEEE Pulsed Power Conference, 1985, Albuquerque, New Mexico, 526~529
- 20 Bernardes J and Merryman S. Parameter Analysis of A Single Stage Induction Mass Driver. 5th IEEE Pulsed Power Conference, 1985, Albuquerque, New Mexico, 552~556
- 21 Emad F P, Steen D B, Waltman D J, et al. DTRC Laboratory Electromagnetic Accelerator System Design, Modeling and Simulation. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 170~173
- 22 Burgess T J and Cowan M. Multistage Induction Mass Accelerator. IEEE Transactions on Magnetics, 1984, 20(2): 235~238
- 23 Burgess T J, Cnare E C, Oberkamp W L, et al. The Electromagnetic Gun Tubular Projectiles. IEEE Transactions on Magnetics, 1982, 18(1): 46~59
- 24 He J L, Levi E, Zabar Z, et al. Analysis of Induction-Type Coilgun Performance Based on Cylindrical Current Sheet Model. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 579~584
- 25 He J L, Levi E, Zabar Z, et al. Concerning the Design of Capacitively Driven Induction Coil Gun. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3): 429~438
- 26 Zabar Z, Naot Y, Birenbaum L, et al. Design and Power Conditioning for the Coilgun. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 627~631
- 27 He J L, Zabar Z, Levi E, et al. Transient Performance of Linear Induction Launchers Fed by Generators and by Capacitor Banks. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 585~590
- 28 Nalty K E. Induction Generator Powered Coaxial Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 554~557
- 29 Wipf S L. Concepts and Limitations of Macroparticle Accelerators Using Travelling Magnetic Waves. IEEE Transactions on Magnetics, 1982, 18(1): 121~126
- 30 Bresle D A and Andrews J A. Design of Reluctance Accelerator. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 623~627
- 31 Ingram S K and Pratap S B. A Control Algorithm for Reluctance Accelerators. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 156~159

第四章 重 接 炮

4.1 概 述

4.1.1 重接炮的提出背景

本质地说,重接炮(reconnection gun)是一种特殊的感应型线圈炮。重接炮与线圈炮的主要差别在于:一是驱动线圈的排列和极性与线圈炮不同;二是弹丸为实心的非铁磁材料的良导体;三是以“磁力线重接”工作。鉴于这些差别并尊重发明者和习惯称谓,我们沿用“重接炮”这一术语,在此专成一章。

从前两章的分析中可以看到,导轨炮由于电枢接触导轨而存在壁烧蚀问题,且效率相对低;线圈炮虽然效率高,但有些依然采用电刷换向或以弹丸线圈与导向轨接触,从而限制了高速发射,并使能量损失增大。虽然感应线圈炮无接触问题,但它和所有线圈炮一样,电磁力的径向分量较大,导致了用于加速弹丸的轴向力变小。此外,线圈炮尚存在较大的欧姆损失,在弹丸线圈上尤为严重。以上诸因素严重地限制了线圈炮性能的再提高。还有,导轨炮和感应线圈炮的炮膛体积均有限,因此限制了沿炮管加速弹丸用的磁能储存体积。还有,一般的线圈炮,在弹丸到达前就开始激励,驱动线圈在弹丸渡越期间一直处于激励状态。另外,倘若使用磁化弹丸线圈炮,由于弹丸磁化强度不够高,作用在弹丸的磁加速力往往不够大,因而在较短的炮管内难以达到获得更高速度之目的。

为了克服前述两种电磁炮存在的诸多缺点,人们开始对研制重接炮重视起来。1986年由考恩(Cowan)等最先提出^[1]重接炮概念,并申请了美国专利^[2]。由于重接炮所具有的优点和应用潜力,因而有着广阔的发展前景。

重接炮每单位长度传递给弹丸的能量要比其它电磁炮的多。它无炮管,可用于加速的磁能体积比其它电磁炮的又大得多,而且几乎不受限制。重接炮具有互补的 $N-S$ 或 $S-N$ 极性的加速电磁铁,而不是像有的线圈炮那样为了弹丸自旋而采用 $N-N$ 或 $S-S$ 方位排列,因而损失的电能很少^[2]。重接炮也不像有的线圈炮那样存在加速和减速的中和作用,因此它的加速度(或弹丸受力)波动小,均匀。重接炮除有无接触、无烧蚀等一般线圈炮的优点外,它的径向磁力极小,而轴向加速用的磁力极大,因而它的欧姆损失相对小得多。重接炮特别适用于加速像火箭或飞机这类自推进的发射体。当弹丸质量大于几百克时,重接炮的效率优于导轨炮,它的“特征长度”将比导轨炮低一个数量级。因此,它能产生更高的加速度,并且随弹丸质量增加而加速度却不降低。它的弹丸峰值压力和平均压力之差甚小,而且具有较高的加速度。此外,重接炮一般不需要炮管和磁悬浮装置。

增加弹丸质量的方法,是增加弹丸和线圈二者的宽度,而不是增加线圈间隙高度(对平板弹丸重接炮而言)。由于加速力与弹丸质量成正比地增加,因而使弹丸速度维持不变。重接炮还能为防止较宽的弹丸偏航提供必要的稳定力。

为使驱动线圈增大,不需要改变弹丸的尺寸。而使弹丸加速的峰值磁压力仅受弹丸的

强度所制约,不受线圈结构的限制。弹丸的平均加速度在所有的时间内都接近峰值加速度。这是由于重接炮的级相对来说较短,并由此修正了时间常数所致。重接炮可在两驱动线圈间保持较大的间隙。

重接炮弹丸在飞行中有很大的稳定性,不必担心它会横动、俯仰和偏航。这种固有的稳定性是由于线圈磁场产生一个加到正在间隙内飞行弹丸上的稳定力的缘故。飞行弹道由电磁线圈的磁力所限定。如果弹丸偏离限定的弹道中心时,磁力将自动地在弹丸上施以恢复力,使弹丸回到中心弹道继续前进。由于重接炮存在固有的稳定性,因此不需要附加制导线圈等设备。

两驱动线圈不一定进行并联,只要产生的磁通方向一致便可。线圈的形状也不一定是矩形的,也可采用圆筒状或其它形状。由于重接炮的各驱动线圈独立,因此用增减线圈数量来改变炮的发射规模极为容易。

4.1.2 重接炮性能简介

重接炮是一种发射固体实心弹丸的感应型线圈炮,目前有两种型式:一种是平板形状弹丸的重接炮,其弹丸在两线圈的气隙间被加速;另一种是圆柱形弹丸的重接炮,其弹丸在轴对称的圆筒线圈内被加速,很像同轴型线圈炮。目前,重接炮尚在初期实验阶段,其研制水平以美国桑迪亚(Sandia)国立实验室的工作成果为代表。上述两种重接炮他们均做过实验,现已能把 150g 重的板状弹丸加速到 1km/s,将 5kg 的柱状弹丸加速到 335m/s。

实用的重接炮应由多级驱动线圈组成,弹丸仍需与各级电源的激励同步。常用电容器组作电源激励各级线圈,以产生“磁行波”。激励时刻与弹丸位置对应同步,并用传感器拾取信号,然后由计算机控制。重接炮加速弹丸依靠磁力线的重接。分析重接炮性能时,应先建立电路模型,然后用运算较快的网孔-矩阵法建立数学模型,最后用计算机进行数值计算。

一般情况下,重接炮的弹丸和电枢融为一体,但有时为了某些特殊应用,可把弹丸和电枢分开,即将弹丸放在电枢前面,通过加速电枢而推动弹丸前进。图 4-1 表示电枢和弹丸(或有效载荷)的排列。外磁场 $B(t)$ 作用在电枢上,电枢内的电流密度 J 在整个电枢厚(长)度 l_a 上是均匀的,因此,一般的和具体的运动方程分别为^[3]

$$\rho l v_p = \int_0^t \frac{B^2}{2\mu_0} dt \quad (4-1)$$

$$(\rho_a l_a + \rho_r l_r) v_p = \frac{\mu_0 l_a^2}{2} \int_0^t J^2 dt \quad (4-2)$$

式中 ρ ——被加速体的材料密度;
 l ——被加速体的厚(长)度, $l = l_a + l_r$;
 ρ_a ——电枢的材料密度;
 ρ_r ——弹丸的材料密度;
 l_a ——电枢厚(或长)度;
 l_r ——弹丸厚(或长)度。

用 $g(t)$ 表示作用积分 $\int_0^t J^2 dt$, 即 $g(t) = \int_0^t J^2 dt$,

并令电枢质量系数 $f_a = l_r \rho_a / (\rho_a l_a + \rho_r l_r)$, 则式(4-2)可重写成

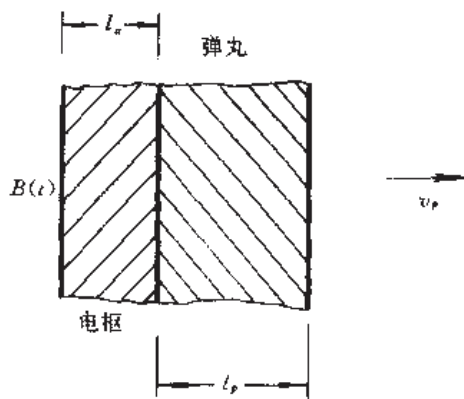


图 4-1 评估重接炮性能示意图

$$v_r = \frac{\mu_0 f_a l_a}{2\rho_a} g(t) \quad (4-3)$$

这就表明,当电枢电流密度均匀时,对于一给定的电枢材料和作用积分 $g(t)$,电枢速度仅由 l_a 和 f_a 来决定。由此可见,若能达到均匀的电流密度时,重接炮将有巨大的推进潜力,但是也存在对加速度的某些限制。为了获得均匀的电流密度,要求磁扩散引起的趋肤深度 δ 一定比电枢厚(长度) l_a 大,即 $\delta^2 > l_a^2$ 。如果 t_a 是总发射时间($v_r = at_a$), $\bar{\rho}$ 是欧姆加热过程的平均电阻率,则一般有 $\delta^2 = \bar{\rho} t_a / \mu$ 。故若使 $\delta^2 > l_a^2$,则可近似地有加速度

$$a < \frac{\bar{\rho} f_a g(t)}{2\rho_a l_a} \quad (4-4)$$

电枢每单位面积的焦耳热能

$$W_R = l_a \bar{\rho} g(t) \quad (4-5)$$

被加速体的动能

$$W_k = (\rho_a l_a + \rho_r l_r) v_r^2 / 2, \quad (4-6)$$

将式(4-3)代入到式(4-6)得焦耳热与动能之比

$$\frac{W_R}{W_k} = \frac{4\bar{\rho}}{\mu_0 l_a v_r} \quad (4-7)$$

在重接炮中,一般 W_R/W_k 的值在 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 之间。

为了精确模拟,实际上需要使用二维或三维来分析;而且除非电枢厚度比扩散引起的趋肤深度大,一般对于非接触的电枢不能以磁场为边界。但是,上面的简化分析指出了解决发射固体电枢达到超高速的办法,即如何保持电流密度足够低。上述分析还表明:控制加速度是必要的,而增大 l_a 的比例尺寸和增大电枢质量系数 f_a 可提高速度。

固体电枢的导轨炮不能达到这样的一维性能,主要原因是与导轨接触的电枢后部存在着电流密度引起的速度趋肤效应。但是在非接触的感应(含重接)线圈炮中,却能提供这样一些条件:(1)磁扩散由总发射时间决定而不是由每一级的渡越时间决定;(2)总发射时间足够长,加速度足够低;(3)电枢的厚(长)度不仅由不均匀的电流分布决定,而且为电枢电流的朝前渗移所决定。

重接炮的设计,受与力相关的峰值电流密度极限所支配。通常希望加速期间向前的加速力的波动尽可能小,这只有电枢内感应的电流是直流而不是交流时才能如此。然而,若使用直流时有可能出现减速力和每当电枢到达一个级的线圈时电枢电流反向,这是因为当电枢在该级扩散到它内部的磁通在电枢离开该级时对电枢施以拉力所致。为防止上述的不利情况,线圈的级应当尽可能地紧密靠近在一起,以使电枢离开该级之前线圈的电感梯度不致降低太多。因此,如果相邻级的电流能被正确地调相,则磁重接将把进入到电枢内的磁通从这一级带到下一级,而不出现电枢电流反向和减速的问题。向电枢内的场扩散则变成一个连续过程,它是由整个发射时间决定而不是由单级的渡越时间决定。当电枢到达最后级时,必须使其出现电流反向和制动。

电枢与驱动线圈的长度比较,电枢应当长些,这有如下好处:(1)能使得电枢的电流和受力保持相对小的波动,而小波动能减少焦耳热和使弹丸飞行平稳;(2)能使得在常量电感($dM/dt=0$)期间有最大的效率,因为所储存的能量能在此间迁移回线圈而无“反电动势”;(3)能把炮内的功率放大,这就可降低对电容器组的电压要求,否则将要求电压接近兆伏水平。假定从电容器到线圈的能量转换是无损的理想情况,并令电流上升时间($T/4$)

为 l_e/v_e , 则可估计电容器的充电电压 U_e 和峰值电流 I_m 的乘积, 即

$$U_e I_m = \frac{\pi m a v_e}{\eta_i \alpha_{ac}}, \quad (4-8)$$

式中 m ——弹丸和电枢的总质量;

η_i ——级效率(级动能增量与级储能之比);

α_{ac} ——电枢长与线圈长之比。

例如发射 10^3 kg 的载荷, $a = 1.5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$, $\eta_i = 0.5$, $\alpha_{ac} = 5$, 则要求 $U_e I_m = 10^{11} \text{ VA}$, 这意味着最后一级要求 100 kV 和 1 MA 。

为了适应感应电流向前渗移或扩散, 电枢也必须有足够的长度。但是, 尽管感应电流向前渗移, 在任何时候力都施于最先出现感应电流的电枢后沿上。

4.2 板状弹丸重接炮

4.2.1 重接原理

板状弹丸重接炮最能体现重接炮的特点。板状弹丸重接炮的单级和多级装置示意分别表示在图 4-2(a) 和 (b)。单级结构由两个同轴矩形线圈和一个板状弹丸组成, 线圈轴线与弹丸运动方向垂直。两线圈间隙较小, 板状弹丸在其内运动。弹丸应当采用非导磁的良导体(如铝)实心板, 它的长、宽应比线圈截面口径的长、宽大些。各驱动线圈可有自己

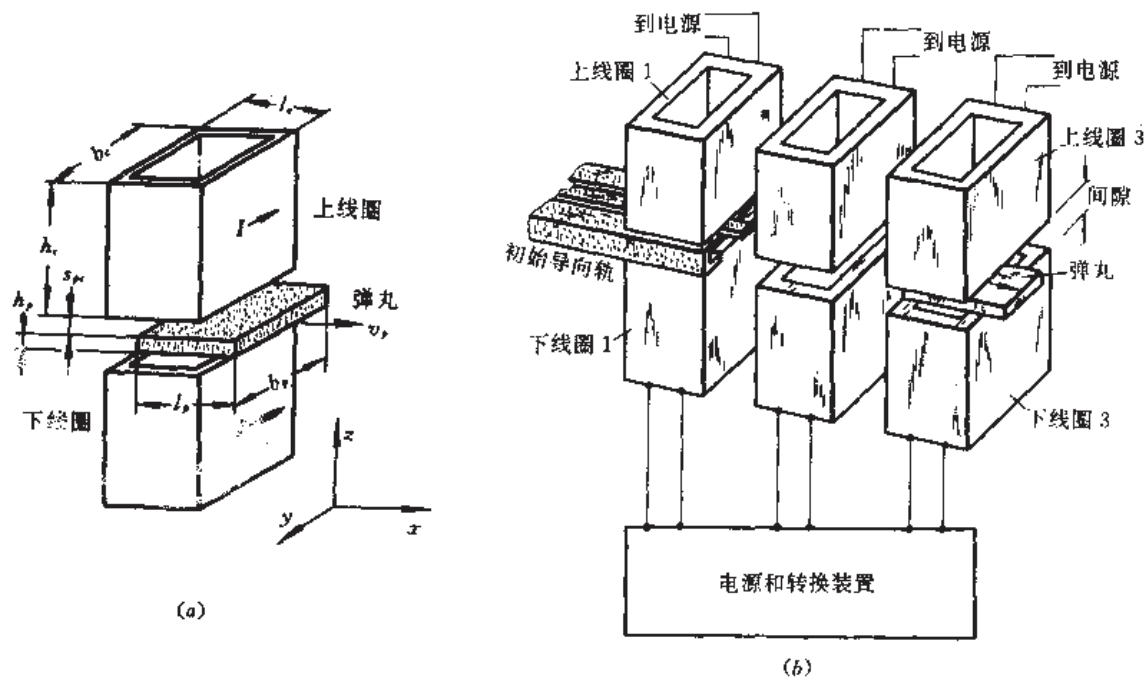


图 4-2 板状弹丸重接炮

(a) 单级; (b) 多级。

立电流或共用一个电源。两个线圈的缠绕和连接应保证磁通方向一致。

重接炮的工作原理可利用图 4-3 表述如下。当弹丸尚未进入线圈间隙时, 如图 4-3(a) 中的 A 状态, 线圈不接电源。此时线圈无电流和无磁场, 弹丸应以一初始注入速度进入重接炮, 这样可以用机械或其它电磁方法推动弹丸进入。

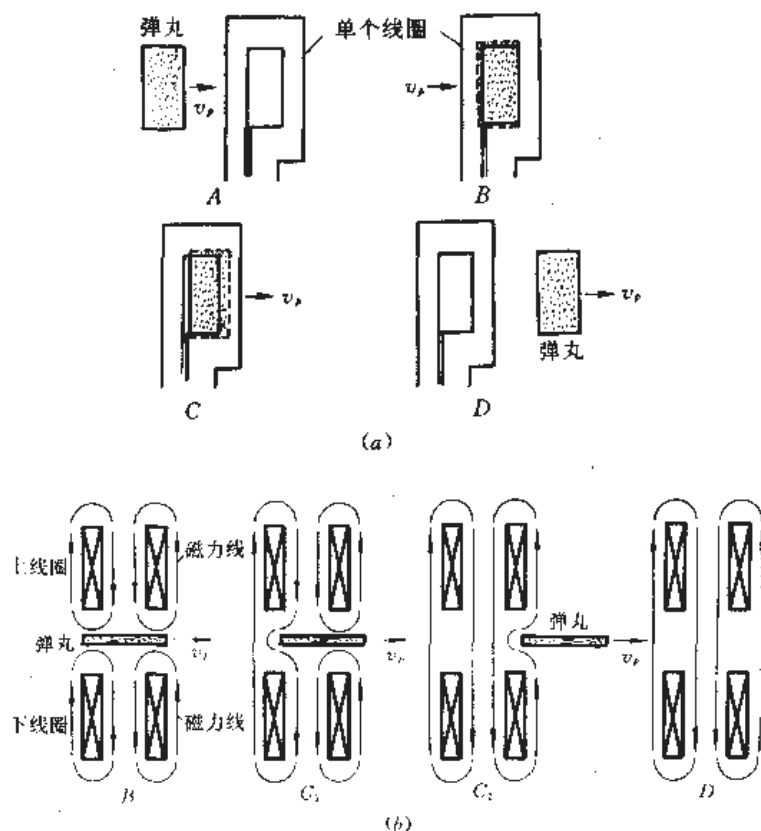


图 4-3 重接炮工作原理

(a)过程的俯视图[1];(b)过程的侧视图。

当弹丸进入上下两线圈间隙并达到如图 4-3(a) B 所示状态,即弹丸面积刚好全部遮住线圈口径时,弹丸和线圈的耦合范围最大,此时用电源激励上下线圈,电流上升。由于弹丸面积大于线圈口径面积,电流能在最大耦合期达到峰值,然后切断电源。此时两线圈产生的同向磁力线被板状弹丸“截断”(磁通在极短的时间内穿不过良导体),结果上下线圈的磁力线自成回路,不能“重接”,如图 4-3(b)所示的 B 状态,此时供给线圈的电能以磁能方式储存在上下两线圈的磁场中。

当弹丸前进到其尾部与线圈口径左侧拉开一缝隙时,如图 4-3(a)中的 C 状态,即上下两线圈间的磁隔离被部分地取消,此时原被板状弹丸“截断”的磁通(磁力线)在拉开的缝隙中重接,如图 4-3(b)的 C_1 和 C_2 状态所示,重接使原来弯曲的磁力线有被“拉紧”变直的趋势,推动弹丸后缘使其前进。原储存在上下两线圈磁中的磁能转变为弹丸的动能,这是因为弹丸后沿受到重接的磁通强有力的加速作用所致。因此,弹丸只会被加速而不受减速作用。

当弹丸被线圈加速而离开后,如图 4-3(a)的 D 和图 4-3(b)的 D 所示,至此一级加速完毕,弹丸进入下一级并重复以上过程。

从形式上看,重接炮是以磁通重接来工作的;从本质上看,是变化磁场对弹丸感生涡流,而涡流与重接磁场相互作用产生电磁力来加速弹丸的。

重接炮的原理也可依据电路理论说明。当弹丸离开两个线圈的间隙时,两个线圈和弹丸间的原来的负互感被此时的正互感所取代,这就使得已短路的线圈电路的有效电感(自感和互感)产生一个大的相对增加($\Delta L/L$),这便是重接炮具有高速度和高效率的原因。重

接炮的电感变化不要求磁通体积有大的变化,因此重接炮的驱动线圈也可作为电感储能器用。

从图 4-4 表示的弹丸后面磁力线重接的细节可以看出,作用在板状弹丸上的力包括两部分,一部分是弹丸后面的磁力线对弹丸后沿表面的作用,另一部分是靠近弹丸的磁力线向前沿伸长对弹丸后部上下水平面的作用。图 4-4 是对铝弹丸用计算机仿真的场扩散情况。当脉冲电流加到两线圈上而且弹丸隔断两线圈的磁通时,由于电流上升和弹丸在两线圈间隙内运动,弹丸便被感应出电流,故弹丸将被轻轻地加热。然后弹丸向前运动,在弹丸后沿感应出更大的电流,即在磁力线对弹丸产生加速力的地方,焦耳热增大,温升增高,其程度取决于弹丸所用的材料和速度。有时弹丸后部可能被熔化或气化,其材料从弹丸上消失掉。这种弹丸材料的蒸发称作“欧姆烧蚀”。为防止烧蚀,弹丸后部常使用石墨或碳基材料。磁通重接时将在弹丸后部感生出更大的电流,之后这个电流向弹丸前部渗移。

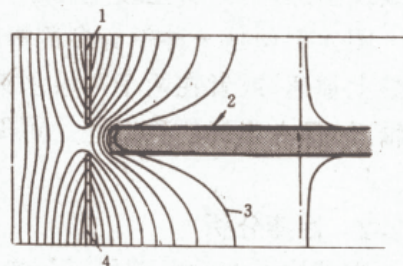


图 4-4 弹丸后部磁力线重接细节^[1]

1—上线圈后壁; 2—弹丸;
3—磁力线; 4—下线圈后壁。

基于上述的发射原理,尚可使用图 4-5 所示的重接炮和弹丸结构。图 4-5(a)是一种有互补几何形状的结构,它能增强弹丸的磁稳定性。为了维持弹丸在规定的弹道上飞行,这种形状能增加磁的恢复力。

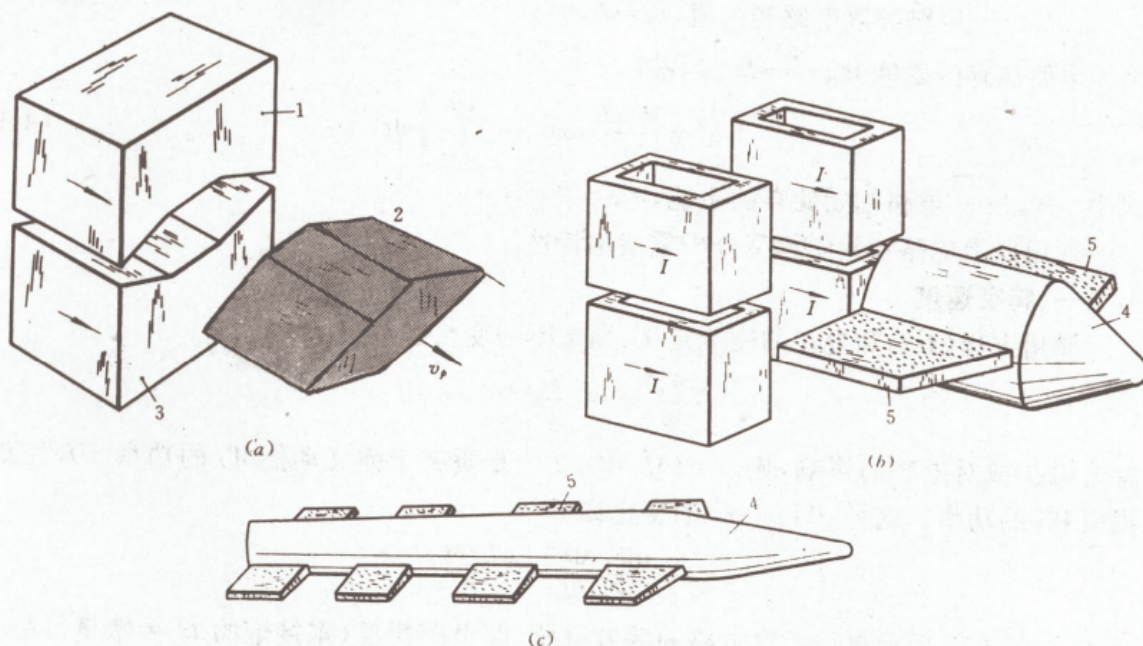


图 4-5 板状弹丸重接炮变种

(a)互补结构;(b)双翼弹重接炮;(c)多翼弹。

1—上线圈;2—弹丸;3—下线圈;4—射弹;5—侧翼。

图 4-5(b)是一个多翼弹丸重接炮。弹丸(或发射体)的形状不受线圈间隙限制。弹丸实体处在两侧的线圈中间,仅用两对线圈加速弹丸侧翼便可。弹丸(或发射体)两翼中间的有效载荷可以是无源的,也可以是有它自己的推进源(如喷气发动机或火箭发动机),先用

重接炮的电磁力发射出去,然后启动本身的推进源继续化学推进加速。这种结构需要两排多级线圈加速,即双重接炮加速。

图 4-5(c)是一种带有多侧翼的有效载荷,或长杆状穿甲弹,可在每侧有四对线圈的重接炮上加速,或者在两个四级重接炮上加速。用这种方法能获得更高的速度和受力均匀分布情况,且有很好的稳定性。可见用重接炮发射航空、航天器将极为方便。

4.2.2 性能分析

重接炮潜在的性能可以用电路理论和运动方程表示出来。从理论上说,一个急剧短路的电感储能电源能产生任何电磁炮所需的功率。而重接炮的驱动线圈正是这种电感储能器。

重接炮的电路极为简单,其方程为

$$\frac{d}{dt}(Li) + iR = 0 \text{ 或 } L \frac{di}{dt} + i\left(\frac{dL}{dt} + R\right) = 0 \quad (4-9)$$

式中 R ——急剧短路后线圈电路的等效电阻;

L ——急剧短路后线圈电路的等效电感,由于弹丸运动,互感变化,故 L 是变量。

方程(4-9)的解显然是

$$i = \frac{I_0 L_0}{L} \exp\left[-\int_0^t \frac{R}{L} dt\right] \quad (4-10)$$

式中 I_0 ——电路的初始电流, $I_0 = i(0)$;

L_0 ——电路等效电感初始值, $L_0 = L(0)$ 。

因为电路储存的磁能 $W_m \stackrel{\text{def}}{=} Li^2/2$, 故

$$W_m = \frac{W_{m0} L_0}{L} \exp\left[-2\int_0^t \frac{R}{L} dt\right] \quad (4-11)$$

式中 W_{m0} ——电路初始储存的磁能, $W_{m0} = W(0)$ 。

现用以上电路和数学模型分析重接炮特性。

一、特征速度

使用方程(4-9)和电路的磁能定义,则磁能的变化速率

$$\frac{dW_m}{dt} = -\frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dt} - i^2 R \quad (4-12)$$

忽略磁扩散对电感的影响,显然 $i^2(dL/dt)/2$ 项是贡献于弹丸动能 W_k 的功率, $i^2 R$ 是欧姆损失 W_R 的功率。这样, W_k 和 W_R 的变化比

$$\frac{dW_k/dt}{dW_R/dt} = \frac{dL/dt}{2R} \quad (4-13)$$

令 L' 为弹丸每运动单位长度电路的等效电感,即电感梯度(重接炮的 $L' \neq$ 常量),则 $dL/dt = (dL/dx)(dx/dt) = L' v$, 因此功率之比

$$\frac{dW_k/dt}{dW_R/dt} = \frac{v}{v_*^*} \quad (4-14)$$

式中 v_*^* ——电磁炮(含重接炮)的特征速度。

$$v_*^* \stackrel{\text{def}}{=} 2R/L' \quad (4-15)$$

从式(4-14)可得出这样的结论:若能极快地将弹丸加速到 $v > v_*^*$, 则能量损失可以大

大地减少。

与导轨炮比较。等离子体电枢导轨炮的 L' (即 L_s) 大约是 10^2 nH/m 量级; 电路电阻取决于导轨长度, 在导轨长度短于 20 倍口径时, 等离子体电枢电阻占主导地位, 此时 R 约为 $1 \text{ m}\Omega$ 量级。因此, 对于简单导轨炮, $v_s^* \approx 20 \text{ km/s}$, 并且从实验中发现 v_s^* 几乎与炮的口径规模无关。显然, 在导轨炮中难以做到 $v_s > v_s^*$, 因此不能指望用提高速度来减少欧姆损失。

对于重接炮, 情况与导轨炮大不相同。 v_s^* 是随弹丸的规模增加而减小的, 当弹丸重量达到 1 kg 时, $v_s^* < 1 \text{ km/s}$, 这已为实验结果所证明。可见, 在重接炮中, 若发射较大质量的弹丸时极易做到 $v_s > v_s^*$, 而且欧姆损失将变得较小。

虽然重接炮和导轨炮都是减小 v_s^* 的“增强型”炮, 但提高 v_s 都将出现更高的电压, 这是它们的缺点之一。然而, 简单的单匝重接炮的 v_s^* 比实际的简单导轨炮的 v_s^* 低得多, 这却是重要的优点。

二、效率

电磁炮的级效率(η_g)定义作 $\eta_g \stackrel{\text{def}}{=} W_k / W_{m0}$ 。由于能量要被转换, 我们把 W_{m0} 分成几部分表示, 即

$$W_{m0} = W_k + W_R + W_m \quad (4-16)$$

电路中的磁能 W_m 时时等于 $Li^2/2$, 可用式(4-11)表示。

如果在每级中总是保持弹丸速度 $v_s > v_s^*$, 则欧姆损失 W_R 相对动能增量 W_k 可以忽略不计。但是, 为了始终保持级平均加速度无大变化, 弹丸出级后该级剩下的磁能 W_m 应当是初始储能 W_{m0} 的大部分。因此, 使用式(4-11)和式(4-16)对于 $v_s > v_s^*$ 情况, 重接炮急剧短路级的效率

$$\eta_{gs} = 1 - \frac{L_0}{L_f} \quad (4-17)$$

式中 L_f ——急剧短路级的最终电感值。

实际效率不会比式(4-17)指示的高, 除非发现了某种可利用剩余磁能 W_m 的方法。这种方法在重接炮中有可能找到(后面叙述)。

在重接炮的一级中, L_0 是弹丸和线圈具有最大耦合时线圈电路的等效电感, L_f 是在弹丸离开时两级圈电路的等效电感。在实际的全尺寸模型上, 测得的 L_0/L_f 典型值在 $0.7 \sim 0.5$ 之间, 因此由式(4-17)给出的单级重接炮效率为 $30\% \sim 50\%$ 。对于最后速度能达到 10 km/s 或更高的多级重接炮, 式(4-17)能给出更高的效率。

三、加速度

重接炮的加速度

$$a = L' i^2 / (2m) \quad (4-18)$$

为了预指出重接炮的性能, 应当对全尺寸模型使用式(4-10)和式(4-18), 以及采用实测电感和短路后电路的时间常数 L/R ; 并且以一正弦频率测出线圈等效电感作为位置的函数。

重接炮除无炮管外, 它产生的加速度和速度都超过导轨炮。此外, 在某些应用中尚有一独特优点, 即弹丸质量增加而加速度却不减小。这可通过增加弹丸和线圈的宽度来实现, 因为增加宽度可以使弹丸质量 m 和 L' 同时增加, 这样弹丸所需的稳定加速力在加速场中以梯度形式出现, 即 L' 随距离减少, 使弹丸尾部后沿比尾部前方经受更大的加速力。

弹丸的方案决定了加速度极限。用弹丸参量表示的加速度

$$a = \frac{A_{pe} p}{A_b \rho_p l_p} \quad (4-19)$$

式中 A_{pe} ——磁压力 p 对弹丸的有效作用面积；

A_b ——弹丸尾端横截面积；

l_p ——密度为 ρ_p 的弹丸长度。

在最大压力作用下,某些弹丸材料可能屈服,以此确定出加速度极限。但是,在重接炮中,用于加速的压力均匀地分布在尾部端面以外的更大的面积上,以致 $A_{pe}/A_b > 1$ 。借助计算机代码对铝弹丸磁扩散的仿真,如图 4-4 所示。从图中可看到加速力的分布情况,这对弹丸设计是有用的。从图中还能体会出作用在弹丸尾部后沿端面上的加速力和作用在尾部前方水平面上的力。

重接炮能产生极高的加速度。炮的线圈常用高强度的铜或钢制成,以能承受住比导轨炮更高的磁压力和更高的线电流密度(A/m)。线圈的高度增加不需改变弹丸尺寸。在导轨炮中,为减少烧蚀和炮管的磁膨胀力,所用的峰值压力被限制得很低;而重接炮,磁峰值压力仅被弹丸材料能承受的许用应力限制。

在重接炮中,平均加速度接近峰值加速度,这是因为炮的级间距较短和有较好的时间常数,从而补偿了它的电感梯度变化($L \neq$ 常量)。

四、焦耳热

重接炮的弹丸存在感应电流,此电流与重接磁通相互作用对弹丸产生加速力,同时这个电流对弹丸进行欧姆加热。在磁通重接之前,弹丸上的面电流密度(A/m²)相对低。实际上大量的焦耳热是由加速力相关的电流引起的,而这些力和电流主要都集中在弹丸尾部区域。

当弹丸达到高速度时,弹丸材料首先从尾部区域开始蒸发。这种欧姆烧蚀在弹丸发射期间将减少弹丸的长度和质量,设计弹丸时必须考虑这种变化。我们希望最好用欧姆烧蚀为设计规定一个速度极限,但是这种极限难以规定,因为弹丸的尺寸越大,这个极限将越高。

欧姆烧蚀的情况,可以用某些试验设备模拟,然后以此进行辅助设计。

五、线圈和弹丸

为了讨论线圈和弹丸的设计,使用图 4-2(a)上所标注的尺寸符号:弹丸在 x 坐标轴方向被加速,在 x 方向上规定弹丸和线圈的长度,并分别用 l_p 和 l_{c0} 表示之;弹丸和线圈的宽度和高度分别为 b_p, b_c 和 h_p, h_c ;弹丸和线圈的间隙为 s_{pc} 。线圈的尺寸是对内腔而言的。

显然,精确的线圈和弹丸设计应当用计算机仿真,以提供弹丸在任何位置的相容场的解。下面首先介绍采用解析式进行设计的方法。

首先,应知道设计指标,即线圈长度上的弹丸平均加速度 \bar{a} 和由式(4-17)确定的效率 η_{re} ,然后依据 \bar{a} 和 η_{re} 确定线圈的初始储能 W_{m0} 的极限,它们之间的关系应满足

$$\bar{a} = \frac{\eta_{re} W_{m0}}{l_{c0} m} \quad (4-20)$$

由式(4-20)可求出 W_{m0}/L 值。线圈长度 l_{c0} 决定了弹丸长度 l_p ,而从式(4-19)可知 l_p 与加速度有关。

使用这些数值进行计算,可以得到弹丸密度 ρ_p 和压力 p ;若假设 $A_{pe}/A_b = 1$,可以确定

l_z 的范围,再考虑所需的电流上升时间,则线圈长度 l_0 的范围也可确定。因而,一级两线圈的初始储能也能最后确定。而线圈宽度 b_c 、高度 h_c 与储能量和许用储能密度相关,因此可以确定它们的大小。

考恩等^[1]建造了低强度、全尺寸的线圈模型,并在其上完成了电感测量,获得的两条电感梯度 L' 作为 x 函数的曲线(图 4-6),对我们认识重接炮电感特性极有帮助。虽然两个线圈的长 \times 宽均等于 $76\times 300\text{mm}^2$,但高度 h_c 却不同。用这两线圈对 1kg 弹丸产生 $2.8\times 10^6\text{m/s}^2$ 平均加速度时,需要达到:当 $h_c=89\text{mm}$ 时, $\eta_r=46\%$ (当 $v_r>v_r^*$ 时), $I_0=3.8\text{MA}$, $W_{m0}=460\text{kJ}$, $a_{\max}=12\times 10^6\text{m/s}^2$; 当 $h_c=178\text{mm}$ 时, $\eta_r=33\%$ (当 $v_r>v_r^*$ 时), $I_0=5.2\text{MA}$, $W_{m0}=645\text{kJ}$, $a_{\max}=13\times 10^6\text{m/s}^2$ 。

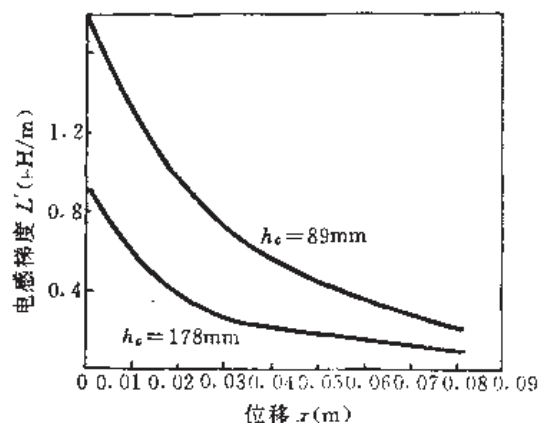


图 4-6 同样长 \times 宽线圈的电感梯度^[1]
(线圈长 $l_{c0}=76\text{mm}$, 宽 $b_c=300\text{mm}$)

上图和数据没有指明线圈间隙 (h_c+2s_{pc}) 的影响。对电感测量表明,只要 $h_c>(h_r+2s_{pc})$,间隙对弹丸动能增加的影响是不敏感的。矮线圈具有相对高的效率;而高线圈能获得更高的加速度。

上述的弹丸和线圈都具有低值的长、宽比。如果能使储能 W_{m0} 更多,从弹丸具有稳定的加速力梯度考虑,宽度可以减小,这就使得弹丸高度 h_r 和密度 ρ_r 之积增大。显然,在线圈和弹丸设计中,首先要考虑在导电而不发生屈服的弹丸材料允许的条件下,线圈应能储存大于 W_{m0} 的能量而本身不屈服。弹丸的几何结构设计应考虑如何运载有效载荷(或战斗部),最好是用导电的弹丸材料把战斗部包围起来,以便屏蔽来自 dB/dt 对战斗部的电磁干扰,从而增强电子对抗效果。

弹丸和线圈不必拘泥于非矩形不可,也可变通地采用圆形的,还可使其中一个是圆形的。不管采用何种形状,弹丸面积必须大于线圈内腔截面积,以便保证在一段时间内弹丸和线圈有最大耦合及能截断磁通。

六、电源

由重接炮原理可知,重接炮所需的激励电流必须是脉冲的,因此必须用高功率脉冲电源馈电。原则上各种高功率脉冲电源均可充任,但首要的是电流幅值和脉冲上升前沿必须满足炮的加速要求。由于高能密度电容器技术有突破性的进展(见第七章),以及被激励的负载是电感线圈,因此使用电容器和驱动线圈组成的振荡放电电路较为方便,但此时每级需要一电容器组、放电开关和急剧短路开关。

对于 $0.5\sim 1\text{kg}$ 弹丸和 2km/s 的炮口速度,要求电路的放电 $1/4$ 周期大约为 $10\mu\text{s}$,电容器的电压约 44kV 。为了产生更高的速度,一是减小电容量,以便使振荡的 $1/4$ 周期小到 $1\mu\text{s}$,但此时为了保持能量不变,需要提高电容器的充电电压;二是使用快速转换开关。

举例说明,图 4-2(b)的装置可用简化成图 4-7 的电路。使用直流的初级电源,通过开关 S_1 闭合以及 S_2 和 S_3 断开给电容器 C 充电,充满后断开 S_1 。当弹丸(用电感 L_r 和电阻 R_r 表示)达到与驱动线圈全耦合(互感最大)时刻,闭合 S_2 ,驱动线圈 (L_{dL} 和 L_{dF}) 内电流快速

上升并产生同向磁场,当电流达到最大值后,使开关 S_3 急剧短路,电容器的电能转变为磁能储存在 $L_{d\pm}$ 和 $L_{d\mp}$ 中。当弹丸继续运动,原被弹丸隔断的磁通开始重接,这时磁能开始转变为弹丸动能。可用光纤传感器或机械转换来控制开关 S_2 的同步闭合,即当弹丸运动到合适位置时传感器等拾取信号以指令 S_2 动作,从而保证弹丸面积完全覆盖线圈口径时电容器放电。

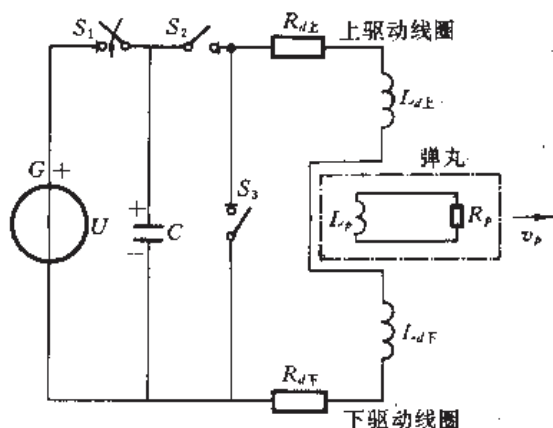


图 4-7 重接炮电源电路之一

4.2.3 电枢(或弹丸)电流计算

同理,也可以用网孔-矩阵方法分析重接炮的弹丸(或电枢)电流。3.2 节和 3.7 节已介绍了这种方法的内涵和使用,同时命名了有关符号并规定了它们的物理意义;还在 3.7 节根据感应线圈炮的特点给出网孔分析用的电路模型,并建立了同轴感应线圈炮电枢电流的数学模型。这些工作为使用计算机分析电枢电流幅值提供了完备的条件。现在用 3.2 节的方法和 3.7 节的假设条件,类似地建立重接炮的电枢电流数学模型。

由于重接炮亦是基于感应原理工作,极类似感应线圈炮情况,其差别仅在于:线圈炮(图 3-33)展开的驱动线圈和弹丸线圈平面与该图纸面($x-y$ 平面)垂直;而重接炮(图 4-2)板状弹丸重接炮的弹丸是平板形且横向(y)宽度比运动方向长度大许多。对图 4-2(a),线圈网孔的分法类似图 3-33;弹丸网孔的分法是,把图 4-2(a)的弹丸分成若干纵向(x)的弹丸电流路径,这些电流路径平行地密布在横向宽度上。

一、已知驱动线圈电流的情况

在驱动线圈已给定的情况下,用网孔-矩阵分析弹丸电流幅值的方法与 3.7 节的基本相同,仅需改变的是追加一个“不存在横向净电流”的条件。对于两个网孔情况,这个条件可用数学式表示,即

$$i_{21} + i_{22} = 0 \quad (4-21)$$

为满足此条件,板状弹丸必须在两端形成一开路电压 U_{op} ,并把此电压引入方程(3-224)和(3-225)的右侧,结果矩阵方程(3-232)中也出现了一个追加的行和列^[4],而重接炮时的矩阵方程为

$$\begin{bmatrix} F_{22_{11}} + R_{21} \cdot \Delta t / 2 & F_{22_{12}} & 1 \\ F_{22_{21}} & F_{22_{22}} + R_{22} \cdot \Delta t / 2 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_{21} \\ i_{22} \\ -U_{op} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4-22)$$

方程(4-22)表明了矩阵方程中包含着怎样的一个辅助条件。方程的解的矢量由 i_2 和端电压 U_0 组成。

其它一些考虑和分析,均类似于 3.7 节内容,这里不重述。

二、已定驱动电压的情况

实际工作中往往已知电源的输出电压,而由负载(炮)响应决定的驱动电流事先却未知。在这种情况下,重接炮(含 4.3 节柱状弹丸重接炮)和感应线圈炮均可用以下的网孔-矩阵方法分析。

在已定驱动电压的情况下,对驱动线圈需要列出类似式(3-224)和(3-225)的方程。仅为了建立数学模型,则前两对线圈的方程已足够。对每对线圈写出电阻电压降项 $R1I1$,并把它放在方程的左边;把由驱动线圈引起的和由弹丸网孔引起的各感应电压之和放在方程的右边,并在右边加上来自电源的外加电压 $U1$ 作为一个附加项。这样,两对驱动线圈的电流方程分别是

$$\begin{aligned} R1_1 I1_1 = & -F11_{11} \dot{I}1 - F11_{12} \dot{I}1_2 - F12_{11} \dot{I}2_1 - F12_{12} \dot{I}2_2 \\ & - C1_{1v} B12_{11} I2_1 - C1_{1v} B12_{12} I2_2 + U1_1 \end{aligned} \quad (4-23)$$

$$\begin{aligned} R1_2 I1_2 = & -F11_{21} \dot{I}1 - F11_{22} \dot{I}1_2 - F12_{21} \dot{I}2_1 - F12_{22} \dot{I}2_2 \\ & - C1_{2v} B12_{21} I2_1 - C1_{2v} B12_{22} I2_2 + U1_2 \end{aligned} \quad (4-24)$$

一时间步长中点的线圈电流是该步开始电流加上变化率乘半个时间步长,即

$$I1_1 = I1S_1 + \dot{I}1_1 \cdot \Delta t/2 \quad (4-25)$$

$$I1_2 = I1S_2 + \dot{I}1_1 \cdot \Delta t/2 \quad (4-26)$$

然后,从此重写方程(4-23)和(4-24)以及弹丸网孔电流方程(3-224)和(3-225),即把未知数项放在方程左边,把已知项放在右边,线圈电流项现在也移到左边。结果,在给定线圈电压的重接炮(或感应线圈炮)中,含两线圈和两网孔电流的 4 个未知量方程是:

$$\begin{aligned} F11_{11} \dot{I}1_1 + F11_{12} \dot{I}1_2 + F12_{11} \dot{I}2_1 + F12_{12} \dot{I}2_2 + C1_{1v} B12_{11} \dot{I}2_1 \cdot \Delta t/2 \\ + C1_{1v} B12_{12} \dot{I}2_2 \cdot \Delta t/2 + R1_{11} \dot{I}1_1 \cdot \Delta t/2 = U_1 \end{aligned} \quad (4-27)$$

$$\begin{aligned} F11_{21} \dot{I}1_1 + F11_{22} \dot{I}1_2 + F12_{21} \dot{I}2_1 + F12_{22} \dot{I}2_2 + C1_{2v} B12_{21} \dot{I}2_1 \cdot \Delta t/2 \\ + C1_{2v} B12_{22} \dot{I}2_2 \cdot \Delta t/2 + R1_{21} \dot{I}1_2 \cdot \Delta t/2 = U_2 \end{aligned} \quad (4-28)$$

$$\begin{aligned} F21_{11} \dot{I}1_1 + F21_{12} \dot{I}1_2 + F22_{11} \dot{I}2_1 + F22_{12} \dot{I}2_2 - C2_{1v} B21_{11} \dot{I}1_1 \cdot \Delta t/2 \\ - C2_{1v} B21_{12} \dot{I}1_2 \cdot \Delta t/2 + R2_{11} \dot{I}2_1 \cdot \Delta t/2 = U_3 \end{aligned} \quad (4-29)$$

$$\begin{aligned} F21_{21} \dot{I}1_1 + F21_{22} \dot{I}1_2 + F22_{21} \dot{I}2_1 + F22_{22} \dot{I}2_2 - C2_{2v} B21_{21} \dot{I}1_1 \cdot \Delta t/2 \\ - C2_{2v} B21_{22} \dot{I}1_2 \cdot \Delta t/2 + R2_{21} \dot{I}2_2 \cdot \Delta t/2 = U_4 \end{aligned} \quad (4-30)$$

以上方程中右边的电压

$$U_1 = -R1_1 I1S_2 - C1_{1v} B12_{11} I2S_1 - C1_{1v} B12_{12} I2S_2 + U1_1 \quad (4-31)$$

$$U_2 = -R1_2 I1S_2 - C1_{2v} B12_{21} I2S_1 - C1_{2v} B12_{22} I2S_2 + U1_2 \quad (4-32)$$

$$U_3 = -R2_1 I2S_1 + C2_{1v} B21_{11} I1S_1 + C2_{1v} B21_{12} I1S_2; \quad (4-33)$$

$$U_4 = -R2_2 I2S_2 + C2_{2v} B21_{21} I1S_1 + C2_{2v} B21_{22} I1S_2; \quad (4-34)$$

用矩阵形式表示方程(4-24)至(4-27),结果是:

$$\begin{bmatrix} F11_{11} + R1_1 \Delta t/2 & F11_{12} & F12_{11} + C1_{1v} B12_{11} \Delta t/2 & F12_{11} + C1_{1v} B12_{12} \Delta t/2 \\ F11_{21} & F11_{22} + R1_2 \Delta t/2 & F12_{21} + C1_{2v} B12_{12} \Delta t/2 & F12_{22} + C1_{2v} B12_{22} \Delta t/2 \\ F21_{11} - C2_{1v} B21_{11} \Delta t/2 & F21_{12} - C2_{1v} B21_{12} \Delta t/2 & F22_{11} + R2_1 \Delta t/2 & F22_{12} \\ F21_{21} - C2_{2v} B21_{21} \Delta t/2 & F21_{22} - C2_{2v} B21_{22} \Delta t/2 & F22_{21} & F22_{22} + R2_2 \Delta t/2 \end{bmatrix}$$

$$\times \begin{bmatrix} i_{11} \\ i_{12} \\ i_{21} \\ i_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \end{bmatrix} \quad (4-35)$$

从这个方程中,可解出两弹丸网孔电流 i_{21} 和 i_{22} 。在计算机程序中,解的矢量包括驱动线圈电流导数 (i_{11} 和 i_{12}) 和网孔电流导数 (i_{21} 和 i_{22}), 求出 i_{21} 和 i_{22} 便可求得 I_{21} 和 I_{22} 。

由于板状弹丸重接炮类似感应线圈炮,所以这种用网孔-矩阵法求电枢(弹丸)电流的手段,对感应线圈炮也适用,对 4.3 节的柱状弹丸重接炮也适用。但应当注意两种情况下的弹丸或电枢形状的差异,在具体处理网孔时略有不同。网孔-矩阵法为重接炮和某些类型线圈炮提供了确定导体电流随时间分布的方法,一旦弹丸或电枢的电流被计算出,则表示炮性能的其它物理量便容易进行计算和分析。

4.3 柱状弹丸重接炮

4.3.1 特性

圆柱状弹丸的重接炮,也称作同轴重接炮。它很像同轴型感应线圈炮,具有同轴的圆筒形炮管线圈,而弹丸在其内运动。多级柱状弹丸重接炮将有多个直径相同的筒状线圈同轴地间隔排列,作为驱动线圈;而弹丸却是一个非铁磁材料的实心圆柱良导体,其直径比线圈内径略小。柱状弹丸重接炮是产生与弹丸一同行进的磁场的脉冲感应线圈炮,实际上也是一种同步感应直线电动机,与同步感应线圈炮极为类似。它的工作顺序如图 4-8 所示。

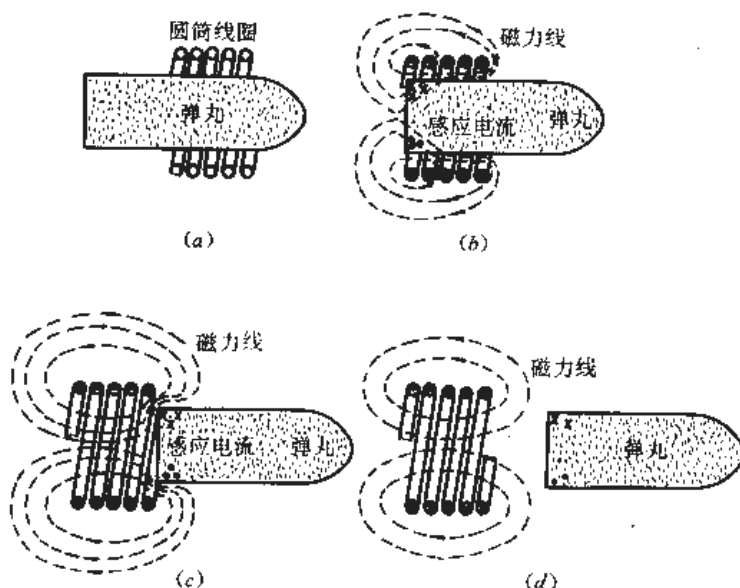


图 4-8 单级柱状弹丸重接炮工作顺序

在图 4-8(a)中,表明圆柱状弹丸以某一初始速度使其前部进入线圈(初始速度对单级工作时不需要),此时线圈无电流。当弹丸达到图 4-8(b)的位置时,闭合电源开关使其对线

圈放电,在线圈与弹丸间产生磁场。可以把柱状弹丸看成是涡流分布不均匀的单匝线圈,则脉冲磁场必然在弹丸上产生感应电流,电流与场相互作用产生一个 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 洛伦兹力,这个力用于加速弹丸。适当选取线圈和电源组成的电路的电流上升时间,以便使弹丸处在图 4-8(c)位置时线圈电流达到峰值,此时加速度最大。这级加速弹丸直到图 4-8(d)所示的非耦合位置,然后弹丸进入下一级,继续重复上述的加速过程。一般说来,弹丸携带一个持续的但正在衰减的电流从前一线圈进入到下一个线圈。在对下一级工作分析时必须考虑这个持续电流的存在。

可见,对于这种炮所用的“重接”术语纯粹是出于描述与行波现象有关的语义学理由^[5]。这里的“重接”语义有两种内涵:第一种,由于弹丸带有持续电流,弹丸内的磁场好像把这个加速线圈的磁场截断了,并且与下一个线圈的磁场重接,用这个意义谓重接仅表述磁通随弹丸迁移的情况;第二种内涵是,当弹丸尾端离开线圈前,线圈磁场表现出直观的复原和重接,如图 4-8(c)所示的趋势,原在图 4-8(b)中被弹丸隔断的和被感应电流反向磁通压缩的磁力线,此时伸直而恢复自然形状和“重接”,很像板状弹丸重接炮工作。基于上述两点考虑,把这种特殊的同步感应线圈炮称做柱状弹丸重接炮。

在多级柱状弹丸重接炮中,自然应当有多级驱动线圈,但每级仅一个线圈(而不是像板状弹丸重接炮那样每级上下两个线圈)。这些驱动线圈同轴排列,依次激励,每个线圈为弹丸提供一感应脉冲。仿真多级工作的电路模型如图 4-9 所示,每级用独立电容器激励;弹丸用电阻性线圈(R_p - L_p)表示,它与储能的驱动线圈(L_d)耦合,图中 R_c 和 L_c 是电容器 C 电路的电阻和电感。用此电路模型可模拟地求出线圈和弹丸(电枢)电流以及加速力、加速度和焦耳热等。

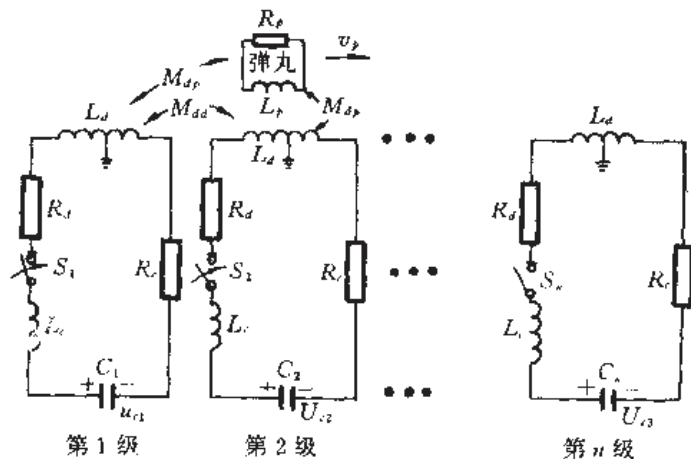


图 4-9 多级柱状弹丸重接炮电路模型^[5]

为了使各级间线圈可互换,线圈均应设计成相同的结构,但此时需要改变各级电容器的容量。在线圈设计中,应考虑线圈的层数和受力的分布情况,常借助有限元场和电路分析模型来进行估算。此外,尚须考虑线圈的电绝缘问题。弹丸可以用铝做成圆柱体;有时弹丸后面用铝电枢,电枢前面用某种材料做弹丸,电枢上装有聚四氟乙烯支承点,以减轻弹丸飞行时与线圈内飞行管道的接触。

电枢的外部应开出一些有规则的凹槽,在炮尾部旋转器内,通过垂直凹槽压缩空气,形成一“空气轴承”,并引起弹丸自旋(有时达 150r/s),在发射后的飞行期间提供自旋稳

定。

柱状弹丸重接炮的一般工作顺序是:首先旋转弹丸,当达到所需的旋转速度时,用气动方法驱动活塞将弹丸系统推入重接炮的第一级线圈。当弹丸前沿到达第一级光纤传感器位置时,由于弹丸遮断了光束,微信息处理机发出信号控制点火系统,触发电源开关,使电源向该级线圈放电,加速弹丸,如此逐级重复加速。可以选用电容器放电半周期等于弹丸通过加速级的渡越时间。

参考文献[5]使用六级平均电容储能 104kJ 的柱状弹丸重接炮,对 3.6kg 重的弹丸进行了加速试验,得到的实测级速度与用计算机模拟的结果极为接近,这就证实了柱状弹丸重接炮理论的正确性和可行性。柱状弹丸重接炮的效率可达 47% 以上。

4.3.2 数值分析用模型

柱状弹丸重接炮的工作模型类似行波(同步)感应线圈炮,是在适当的定时接通各分立驱动线圈的。即使电枢尺寸增大,炮口速度也不受电枢焦耳热所限制。因此,为了认识这种炮的性能,需要详细地知道电枢和线圈的几何结构以及所用材料的性质;还需要用电路和数学模型充分描述系统,以便从理论上评述炮的性能。原则地讲,求解电流和用它分析炮的性能,可使用 3.7 节和 4.2 节的网孔-矩阵方法。

虽然,使用一个称为 WARP-10 的完全自相容的计算机仿真代码^[6]进行电路研究,类似于 3.7 节和 4.2 节的网孔-矩阵分析方法,也类似 0 炮的研究方法。但用 WARP-10 代码分析现在的柱状弹丸重接炮更为容易,因为除计算电感外,柱状弹丸重接炮与前述的 3.7 节和 4.2 节计算模型不完全相同,其差别表现在变量、非均匀区段、多种材料、对电路电阻的趋肤修正、线圈的几何结构和发射控制诸方面。

可使用类似 WARP-10 的自相容电路模型来模型化柱状弹丸重接炮。用每级为一个多匝分层的线圈来建立多个分立的耦合级的模型。电枢用多种物质的金属做成,并可能在体内有空洞。所用材料的性质以与温度相关的电阻率和比热表示。柱状弹丸重接炮可近似等效为一集中参数电路(图 4-10),这是一个单线电路模型。储能电容 C 通过开关 S_1 向驱动线圈(L_d-R_d)放电,驱动线圈与弹丸或电枢(L_e-R_e)相互耦合,引起一个感应电流和一同互感梯度方向相一致的力。电枢或弹丸应细分成许多环路(后面讨论),但这里为便于说明仅把弹丸表示成一个环路。此外,脉冲成形网络电阻是 R_c 、 R_b 和 R_a ;馈电电感是 L_c 、 L_b 和 L_a ;其中旁路二极管限制电压在电容器上反向;一个旁路切断电源的电阻器包含在 R_b 中,用以减少充电电流通过开关、二极管和线圈时的影响;线圈电阻 R_d 是表示与趋肤和邻近效应有关的电阻;级间的相互耦合已并入模型中,但图中没表示出。以上便是柱状弹丸重接炮的电路模型。

电路方程可用磁通守恒原理推导出来,是两类回路电压标准方程。对于二极管电路断开的情况,有

$$(R_c + R_d)i + (L_c + L_d) \frac{di}{dt} + u_d = u_c \quad (4-36)$$

式中 u_d ——驱动线圈(L_d-R_d)上的电压;

u_c ——电容器上的电压。

对于二极管闭合导通的情况,存在两个回路网孔电压方程

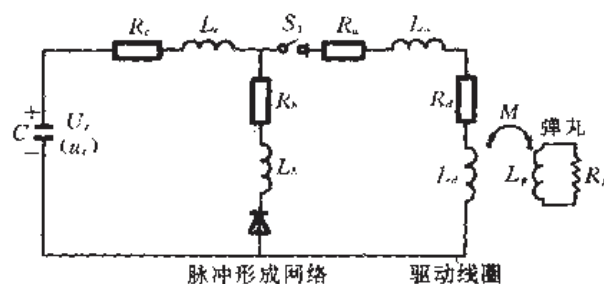


图 4-10 柱状弹丸重接炮的单级电路模型

$$(R_c + R_b)i_1 + (L_c + L_b) \frac{di_1}{dt} - R_b i_2 - L_b \frac{di_2}{dt} = u_c \quad (4-37)$$

$$-R_b i_1 - L_b \frac{di_1}{dt} + (R_b + R_d)i_2 + (L_b + L_d) \frac{di_2}{dt} = -u_d \quad (4-38)$$

式中 i_1 ——电容-二极管回路电流；

i_2 ——二极管-驱动线圈回路电流。

若把弹丸或电枢分成 N_r 个环路时，驱动线圈上的电压

$$u_d = R_d i_2 + L_d \frac{di_2}{dt} + \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^{N_d} M_{mn} \frac{d(i_2)_n}{dt} + \sum_{j=1}^{N_r} \frac{d}{dt} (M_{mj} i_{r,j}) \quad (4-39)$$

式中 M ——驱动线圈和弹丸或电枢间的互感；

$(i_2)_n$ ——第 n 级线圈电流。 n 从 1 到 N_d , N_d 系炮的级数；

$i_{r,j}$ ——第 j 个弹丸或电枢划分电路电流。

注意，方程(4-36)~(4-39)是对一个单参考线圈(m 级)写的，除式(4-39)下标 m 外，其余处全省略。对于弹丸或电枢的第 j 个环路，电压方程

$$R_{r,j} i_{r,j} + L_{r,j} \frac{di_{r,j}}{dt} + \sum_{m=1}^{N_d} \frac{d}{dt} [M_{mj} (i_2)_m] + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^{N_r} M_{r,jk} \frac{d}{dt} i_{r,k} = 0 \quad (4-40)$$

式中 k ——假定的弹丸或电枢环路数记号。

电容器上的电压如下变化

$$u_c = \begin{cases} 0 & (\text{当 } t < t_1 \text{ 时}) \\ U_0 - \frac{1}{C} \int_{t_1}^t i_1 d\tau & (\text{当 } t \geq t_1 \text{ 时}) \end{cases} \quad (4-41)$$

式中 t_1 ——开关 S_1 闭合的时间；

U_0 ——电容器初始充电电压。

作用于弹丸或电枢上的纵向加速力

$$F_r = \sum_{m=1}^{N_d} \sum_{j=1}^{N_r} (i_2)_m i_{r,j} \frac{d}{dx} M_{mj} \quad (4-42)$$

显然，若用式(4-42)计算加速力，必须首先用上述诸方程解出驱动线圈电流 $(i_2)_m$ 和弹丸或电枢环路电流 $i_{r,j}$ 。此外，尚须计算出电感和互感梯度等有关量值。

关于计算电感、力和场的方法都是数值地路径长度积分。用诺伊曼(Neuman)公式计算自感和互感，要求有详细的电流路径说明。在某些情况下，区段或电流元截面相当大而需要多个路径；线圈和弹丸各区段的自感在全过程都是按线圈和弹丸环路间的互感确定

的,而线圈和弹丸环路间的互感又取决于弹丸的位置。

基于上述电路模型和数学模型,在 240 级的重接炮上,使用 WARP-10 代码对一 450kg 载荷(有效“弹丸”载荷 400kg)达到 4km/s 的任务方案进行仿真计算^[6],获得的结果如图 4-11 所示。在图 4-11(a)中,约在 100 级前,加速度就能上升到 13730m/s^2 的稳定值,

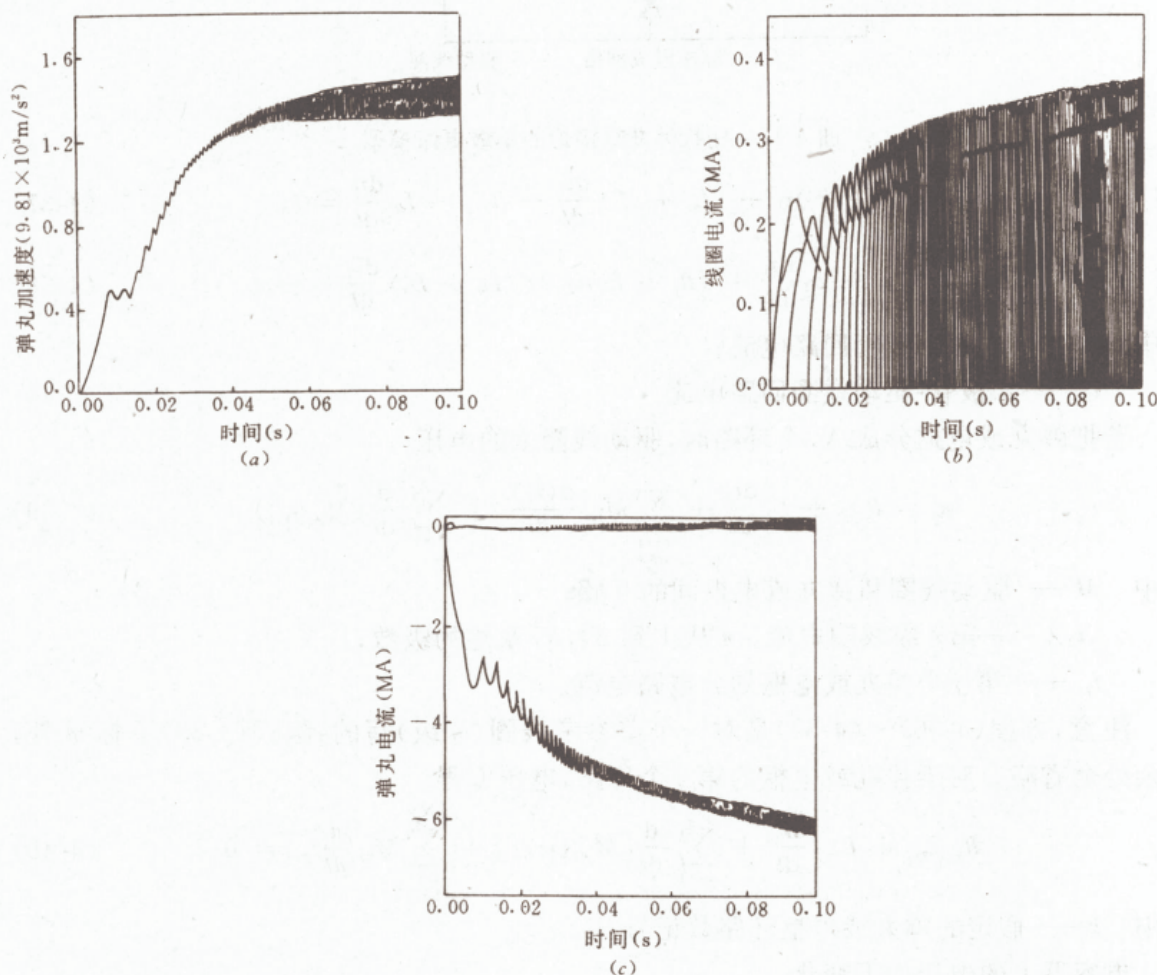


图 4-11 柱状弹丸重接炮仿真结果^[6]

(a)加速度;(b)线圈电流;(c)弹丸环流。

但有 $\pm 7\%$ 的波动。此波动是由各线圈存在纵向长度和在各级间弹丸表面可能出现的反向电流所引起的;如果可能的话,采用更短的线圈可减小这种波动。这种波动对弹丸或电枢的发热和其它性能无大的影响。图 4-11(b)表示线圈电流在时间上的交叠,因此也表明在任何给定时间都有若干个线圈对弹丸或电枢贡献力。为了使曲线清晰,图中截掉了电流轨迹的尾部。我们发现,峰值线圈电流不出现电容零电压时刻,而当弹丸朝前运动时线圈电路电感变化对它影响较大。若在电路中加入有切断电源的旁路电阻器时,则随着二极管的接通线圈电流快速衰减。通过电路振荡特性可使线圈的能量返回电容器,这可为下次发射使用回收的能量从而提高系统的效率。在弹丸或电枢内的正、负环流成分画在图 4-11(c),这是通过对总的弹丸正区段电流和总的弹丸负区段电流分别求和计算的。但应当注意,基本成分是一个大的负直流分量,这个直流分量是由线圈正电流的变化率(di/dt)和无电阻衰减所维持的。弹丸或电枢电流的波动周期 T_f 随速度而减小,并且大约等于渡越时间,即 T_f

$=l_g/v_p$, 其中 l_g 为级长。

对于更高的速度,图 4-11(a)所示的加速度接近一个起伏交叠的常量水平,其平均加速度大约为 13930m/s^2 。此时峰值加速度和平均加速度之比约为 1.05,可见柱状弹丸重接炮的加速度波动变化极小。若获得炮口速度 4.2km/s 和 47.2% 的效率时,其弹丸或电枢的焦耳热也是非常小的,最大的局部温升仅为 215°C ,欧姆损失与动能之比仅为 1.46×10^{-3} 。

在重接炮工作时,实际上各级线圈的激励点火与弹丸或电枢的运动位置应当同步。柱状弹丸重接炮与普通的磁行波线圈炮存在着差别。其一是,行波以一个方向从触发或点火位置向外扩展,并且最初在弹丸或电枢尾部开始工作,而在弹丸或电枢前部不存在能引起制动的端部效应;其二是,弹丸或其它有效载荷机构可放在电枢的前面,它们不受驱动电枢的行波作用和影响。在这种情况下,电枢是固态非导磁的金属,其厚度可与电流渗透的深度相当;其三是,重接炮的电枢厚度应当能承受住作用在其上的径向力,而一般的电枢或绕线电枢耐受此力将有较大困难。柱状弹丸重接炮电枢的发热程度直接依赖于点火的“滑差速度” v_s 和弹丸速度 v_p ,即欧姆功率与功能功率之比等于 v_s/v_p [6]。因此,存在一个最佳的滑差速度。对于同样效率的炮,规模尺寸增大时滑差速度可减小,因此欧姆损失亦小,并且随规模尺寸的增大达到更高的速度。可见,虽然激励方法和场结构与其它感应线圈炮有些不同,但从异步感应线圈炮的有关换算关系中仍可认识柱状弹丸重接炮的某些性质。

参 考 文 献

- 1 Cowan M, Cnare E C, Duggin B W, et al. The Reconnection Gun. IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22(6): 1427~1434
- 2 Cowan M. Magnetic Reconnection Launcher. United States Patent, No. 4817494; or DE89-000122.
- 3 Cowan M, Widner M M, Cnare E C, et al. Exploratory Development of the Reconnection Launcher 1986-1990.
- 4 Elliott D G. Mesh—Matrix Analysis Method for Electromagnetic Launcher. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 164~169
- 5 Kaye R J, Brawley EL, Duggin B W, et al. Design and Performance of a Multi—Stage Cylindrical Reconnection Launcher. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 596~600
- 6 Widner M M. WARP—10: A Numerical Simulation Model for the Cylindrical Reconnection Launcher. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 634~638

第五章 电 热 炮

5.1 引 言

电热炮(electrothermal gun)是电磁炮家族的重要成员。电热炮是全部或部分地利用电能加热工质来推进弹丸的发射装置。一般地说,电热发射有两个含义:一是使用特定的高功率脉冲电源向某些工质放电,把工质加热而转变成等离子体状态,利用含有热能和动能的等离子体直接推进弹丸运动;二是利用加热产生的等离子体再去加热其它更多质量的低分子量的轻工质,使其化学反应变成热气体(含少量等离子体),借助这热气体的热膨胀做功来推进弹丸。因此,从工作方式上,电热炮应当分为两大类:用等离子体直接推进弹丸的,称为直热(或单热)式电热炮;用电能产生的等离子体再加热其它更多质量轻工质成气体而推进弹丸的,称为间热(或复热)式电热炮。从能源和工作机理方面考虑,直热式电热炮是全部利用电能来推进弹丸的,它们是一类“纯”电热炮;而绝大多数间热式电热炮,发射弹丸既使用电能又使用化学能,因此它们是一类电热化学炮。作为刚入门认识,用图 5-1 和图 5-2 分别表示直热式和间热式电热炮的基本工作原理。

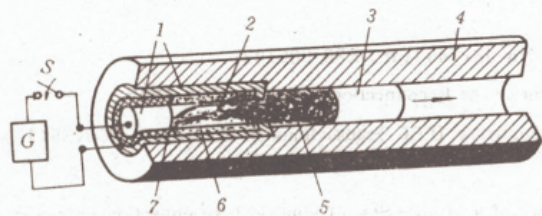


图 5-1 典型直热式电热炮

1—电极;2—电弧;3—弹丸;4—炮管;
5—等离子体;6—放电管管壁;7—绝缘体。

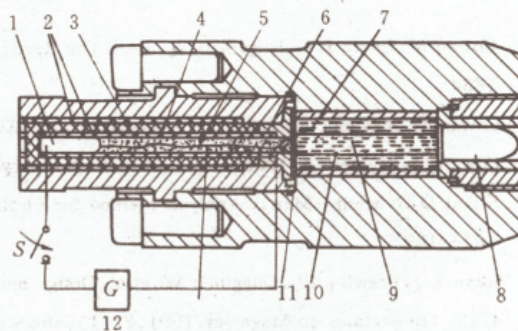


图 5-2 典型间热式电热炮

1—电极;2—内外绝缘管;3—金属线;4—绝缘筒;
5—第一工质(固态);6—电极;7—氧化剂;8—弹丸;
9—第二工质(液态);10—薄膜;11—隔片;12—电源。

电热炮的工作不能缺少等离子体。所谓的等离子体是物质存在的第四种形态。它和处于固态、液态或气态的物质不同,它是由带电的粒子(电子、离子)和中性粒子组成的一种物质的聚集态,从宏观看来呈电中性的电离气体。它具有导电性和很高的温度,低温等离子体温度为 $10^3 \sim 10^5 \text{K}$, 高温等离子体为 $10^6 \sim 10^8 \text{K}$ 。通过放电、燃烧、激光照射、爆炸或激波激励等方法,能人工地产生等离子体。在电热炮中用放电方法产生的等离子体多属低温等离子体,又称为电弧等离子体。所以,较早的电热炮又称为电弧炮、脉冲等离子体加速器或等离子体炮。

电热炮除具有某些其它电炮的主要优点外,它尚有本身的固有优点,主要表现在以下

诸方面:

(1)电热炮简单 这是相对导轨炮、线圈炮而言的,但比化学火炮略为复杂。某些电热炮,可由常规火炮稍加改造而成。

(2)驱动气体的成分可以选择和控制 常规火炮的发射药成分已固定,因此化学含能量和分子成分已定;而大多数电热炮,可按所需目的,采用各种轻质工质或含能高的推进剂作驱动工质,这有利于提高电热炮的性能和减小炮的重量及体积。

(3)电热炮具有高阻抗 许多电热炮都在毛细放电管内或绝缘的轻工质内放电,在放电期间(特别前期)呈现很高的负载阻抗。高阻抗有利于改善发射效率,并有广泛的电源可用。

(4)电热炮的效费比高 多数电热炮的工质(如石蜡和水)成本极为低廉,又加之炮的结构简单,故电热炮的效费比比其它电磁炮的高。

电热炮和其它电磁炮在效率方面有重大差别,这是因为电源和炮固有的能量损失引起的。对于导轨炮,最大效率出现在弹丸 $3 \sim 4 \text{ km/s}$ 的速度范围(现在导轨炮效率已达到 20%)。但在电热炮中,峰值效率出现在低速期间,一般在 3 km/s 以下。总的说来,目前电热炮的效率比导轨炮还低。如果能达到导轨炮的效率,电热炮对人们将有更大的吸引力,因为它用的电流比导轨炮的要小一些。因此,以更高的效率达到 3 km/s 以上的速度,是目前电热炮研究所要达到的目标。

在导轨炮和线圈炮乃至重接炮中,是通过电枢利用电磁力来加速弹丸的;而在电热炮中,是由电能加热工质来推进弹丸的。对于直热式电热炮,只用第一工质产生等离子体;对间接式电热炮,除第一工质外,尚需被等离子体加热的第二工质。除有时用金属材料做第一工质外,几乎所有电热炮的工质均采用轻原子(或分子量)的物质。正如本书绪论所说,从内弹道理论看,用轻工质加速弹丸有助于提高弹丸的初速。在电加热以前,多数工质是液态或固态的,近来也有人采用气态的。但对第二工质而言,多为液态工质,又称“工作流体”。虽然电热炮的工作模式和结构决定了它的性质,但工质对其性能也有重大影响。

由于电热炮的型式较多且仍在发展,本章只介绍几种典型的电热炮,供读者从这一斑中看到全貌。

5.2 细管侧限放电型电热炮

5.2.1 单管式

由于 1960 年出现的电弧炮^[1]性能较差,所以索尔杰(Salge)等^[2]试验了同轴电极径向沿绝缘体端面放电的电热炮,使轻工质在弹丸后面的小体积内产生高温、高压等离子体,以此加速弹丸,炮系统效率达 10%。后来索尔杰等人又把这种细放电管径向放电的电热炮改为轴向放电,取得了更佳的效果。把这类沿细绝缘管内表面放电的电热炮定名为细管侧限放电型电热炮。之所以用细管(非毛细管),是因为在其内放电产生的等离子体具有高温和高压。

细管侧限放电电热炮的典型结构和电路表示在图 5-3。轻质绝缘体 2 嵌在放电管 3 和阳极销 1 之间,环状阴极 5 和 7 与放电管 3 接触,它们和阳极销端 4 均用耐熔导电材料(如铜钨合金)做成。外电路由电容器组 C 、开关 S 和电感 L_0 组成, R_0 是电路固有电阻, L_0

用于调节振荡波形。当闭合开关 S 时,已充毕电的电容器把电压加到阳极销 1 和环状阴极 5 之间,此时沿轻质绝缘管 2 内表面发生击穿放电,产生等离子体,等离子体电弧烧蚀管壁,被烧蚀下来的材料加入等离子体,使等离子体的质量增多。等离子体的热压力对弹丸做功,推动弹丸沿炮管前进。倘若在阳极销端和环状阴极间加一金属导体(丝或箔),并在导体周围的放电管内充填少量轻工质(电介质)粉末或某种推进剂,但此时不再沿管壁放电,而是电流把导体爆炸成等离子体(详见 5.5 节和参考文献[3])。由于等离子体加热或燃烧它周围的轻工质,从而获得更佳的加速效果。在两环状电极 5 和 7 间加的绝缘环 6 是为阻止电弧吹向弹丸底部。等离子体吸收的能量取决于放电电弧与管壁的相互作用、电极表面情况、管内所加的轻介质种类(当采用导体爆炸情况时)和电路参量等。在靠近放电管处置一电压分压器,以便测量电弧电压,而回路电流用罗果夫斯基线圈测量。把压力传感器与一电荷放大器联合,以测量炮的压力。

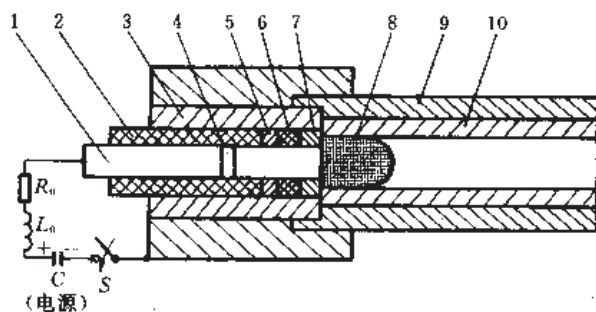


图 5-3 单细管侧限放电电热炮的典型结构

1—阳极销;2—绝缘体(放电管内壁);3—放电管;4—阳极销端;5—环状阴极 I;
6—绝缘环;7—环状阴极 II;8—弹丸;9—身管;10—内衬管。

关于细管侧限放电机型电热炮的特性可从试验结果来认识和理解。索尔杰等^[4]使用内径 5mm 的放电管和长 1.41m 的炮管,在放电管内充填部分聚乙烯粉末,电容器储能 158kJ,加速 $m_p=3.4\text{g}$ 的聚酰胺弹丸,获得图 5-4 所示的两组特性曲线。

上述是使用了爆炸导体的试验结果。当金属丝被电爆后,产生的等离子体加热周围的介质,开始放出气体,气体与聚乙烯尚未气化的粉末、管壁和电极表面相互作用,产生很大的电流阻尼,大约在点火以后 $75\mu\text{s}$ 电流才达到第一峰值(340kA),在 $t=160\mu\text{s}$ 时电流 $i(t)$ 过零,电流第二峰值约为 150kA。在电流第一半周期间电压达到 3.2kV 的幅值,在第二和第三电流半周期间,电压 $u(t)$ 接近常量(2kV 和 1.1kV)。释放气体需要吸收能量,第一功率脉冲期间,获得 1.1GW 的最大功率,第二功率脉冲的峰值是 320MW。在电弧引燃介质后约 $80\mu\text{s}$,靠近放电管的压力具有最大值(630MPa), $40\mu\text{s}$ 后压力近似按指数规律减少。点火之后 $520\mu\text{s}$,电路向炮传输能量结束。在放电期间,初始电路储能的 85%被气体放电所吸收,其中的 60%是在第一功率峰值期间被吸收的。在图 5-4(b)中,炮口压力是由传感器给出的压力信号换算的;从四个门电路($D_1\sim D_4$)给出的电压信号换算出速度和弹丸的距离-时间关系。这个实验的结果是 3.4g 弹丸被加速到 2.84km/s。压力信号指出,在点火后经过 $560\mu\text{s}$ 弹丸才飞出长 1.41m 和口径 14mm 的炮管口。电容器储能的 8.7%转变为弹丸的动能。

为了模拟细管侧限放电机型电热炮的能量吸收过程,应当建立这种炮的理论模型:首先

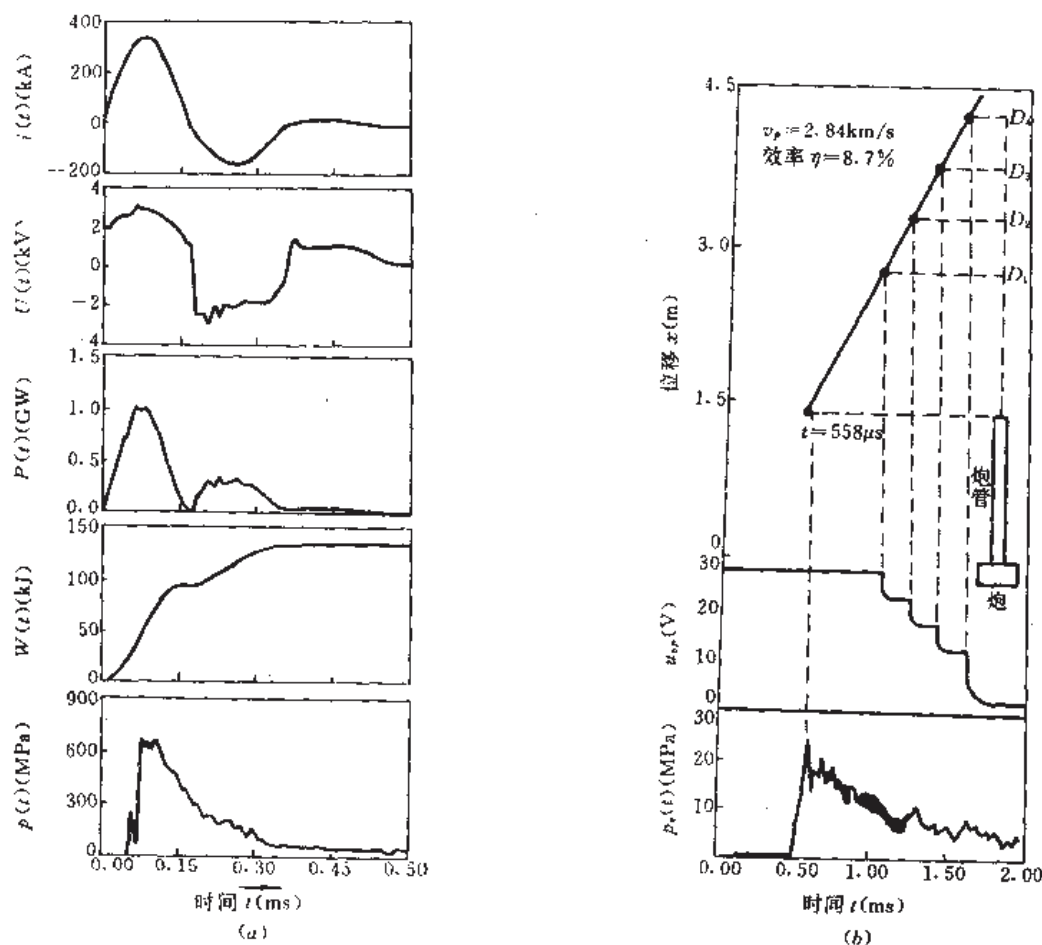


图 5-4 单细管侧限放电型电热炮特性示意图^[4]

(a) 电流(i)、电压(U)、功率(P)、吸收能量(W)和压力(p)波形; (b) 炮口压力(p_m)、速度信号(u_p)和弹丸位移(x)。

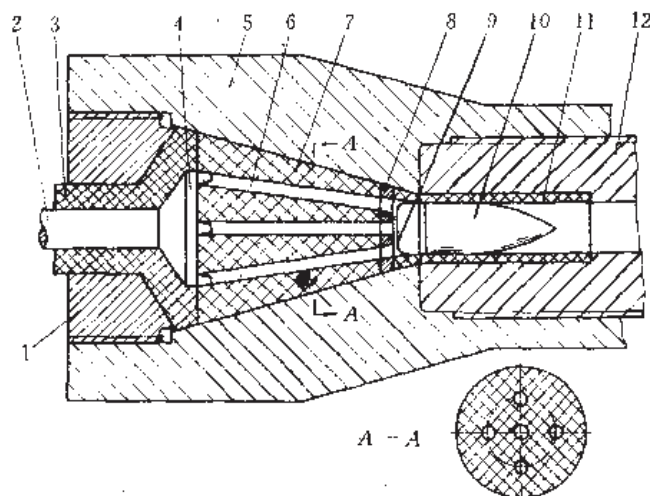
假设炮中的等离子体像理想气体一样,再对它使用牛顿定律、热力学第二定律和欧姆定律;并假设热导率和电导率由斯皮策(Spitzer)方程^[5]给定(舍去其中作为配合参量的两个因子),用固态向等离子体态转变的近似解析式来完善这种模型。然后把与这些相关的差分方程组用数值方法解出,便可找到这种炮的各种特性(图 5-4 所示)。

细管侧限放电型电热炮放电管内的等离子体性状模型,可用 5.9 节所述的有关理论一并论述。

5.2.2 多管式

多细管侧限放电型电热炮的工作原理与单管的基本相同,只是为了提高工作性能,在结构(图 5-5)上有所改变。弹底邻近锥状的前绝缘体(或等离子体燃烧器)。此绝缘体内开有若干纵向细管,作为等离子体通道(通道多由需要而定)。当电压加在管的两端电极在各管内电弧放电时,可同时形成多路等离子体。高温等离子体膨胀把热能转变为动能,以推动弹丸运动。

所采用的锥状等离子体燃烧器,既能使系统有良好的气密性,又能提高炮的工作效率。显然,从电能转变成等离子体的热能有效性来看,它受电极间放电电弧产生、燃烧和加热的状况所影响。由于依赖电弧燃烧前绝缘体(或等离子体燃烧器)作等离子体源,而前绝

图 5-5 多管侧限放电电热炮^[6]。

1—螺旋压环；2—供电连杆；3—后绝缘体；4—电极 I；5—外壳；6—等离子体通道；

7—前绝缘体（等离子体燃烧器）；8—电极 II；9—弹底；10—弹丸；11—弹丸绝缘套管；12—炮管。

绝缘体易损坏，故应把它设计成可拆卸的部件，以便更换。炮的外壳、炮管和螺旋压环用高强度的钢管制作。前绝缘体在一般情况下使用塑料制作。有时在特殊情况下，也可巧妙地设计成陶瓷、塑料和钢的组合体^[5]。弹丸绝缘套管采用陶瓷材料，以便承受弹丸运动的磨损。后绝缘体可使用复合材料（塑料-陶瓷基体）。

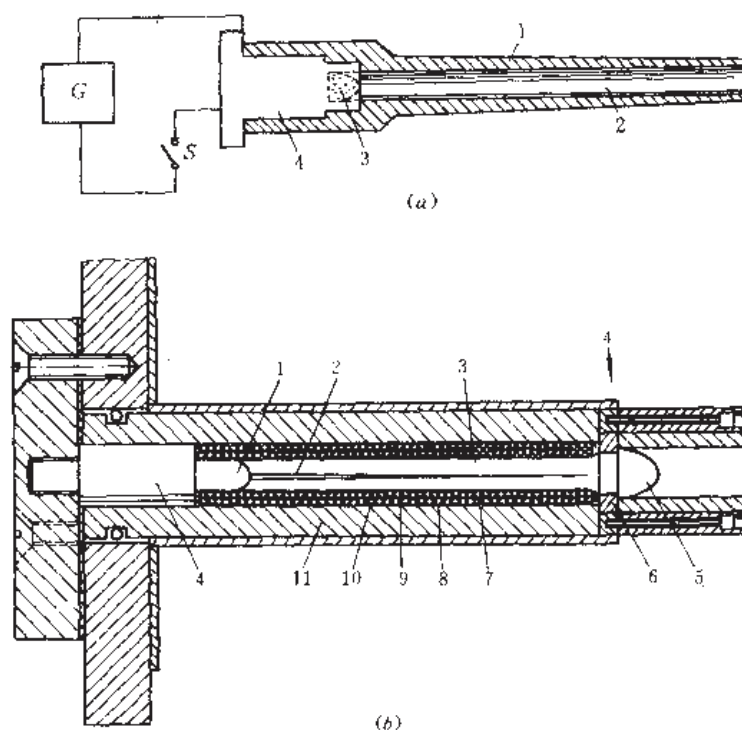
有时为了更有利地产生和加热等离子体，提高炮的性能，在各等离子体通道内两电极间引入金属的爆炸导体（丝或箔），并在导体周围充填易于电离或蒸发的轻工质材料。当然，也可不用爆炸导体而击穿充填材料或沿通道内表面涂层放电；也可在等离子体通道内紧配合地装入陶瓷管，并在其内充填可用的工质材料，以作电离和蒸发用。

应当注意，这种电热炮也是高阻抗负载，可选用第七章提供的有关电源。

5.3 等离子体药筒型电热炮

上述的直热式电热炮，其放电管是炮整体的一部分。在为获得恒加速度和减少作用在炮上的应力时，应当使用更长的放电时间（约 1ms），这势必引起放电管的严重烧蚀。为了延长炮的寿命和简化填装手续，可以像带药筒的常规火炮那样，在电热炮中也使用药筒。不过此种药筒不装发射药，而是用它（图 5-6）产生等离子体。

图 5-6(a) 表示整炮结构，图中 1 是炮管，2 是内膛，3 是弹丸，4 是药筒。后膛内的药筒包含着弹丸，典型的电源把几十千伏的电压加在药筒内的两电极间使其放电，放电电流达几百千安，从而为弹丸后部提供一高温、高压等离子体射流。此等离子体射流是由药筒内的一轻质电介质管被电流激发所产生的，该管具有形成毛细通道内壁的能力。当电路的开关闭合时，电压加到管子两端的电极上，管壁上可电离的介质被电离成等离子体。由于管的直径比两电极间距短得多，所以形成毛细通道。靠近弹丸的电介质管端呈张开成喇叭形，形成喷嘴，使通过此喷嘴等离子体射流射到弹丸后部。射流经过喷嘴时，开始膨胀和冷却。电介质放电管的另一端由第一电极堵塞和封闭。在两电极间的毛细通道内的等离子体形成一放电通道，在通道内产生焦耳热，以此形成高压，此压力迫使通道内等离子体

图 5-6 等离子体药筒型电热炮^[7]

纵向地向喇叭口流动,从而加速弹丸。来自电源的电能把药筒作为等离子体源的电介质加热到 $3 \times 10^4 \sim 5 \times 10^5 \text{K}$ 高温,这比炸药化学能达到的温度($3 \times 10^3 \text{K}$)高得多。常规火炮药筒内的火药化学成分是氮、氧、碳和氢,而这里药筒内的等离子体源是碳、氢的离子和电子。由于高温以及低原子量元素的混合,药筒产生的等离子体压力利用了等离子体的大部分能量,并且等离子体能量可非常有效地转变成弹丸的动能。弹丸随等离子体通过炮管而被最有效地加速,因为这些低原子量元素的等离子体的音速比化学炮的高得多。等离子体提供的能量,在弹丸后面所产生的压力一般在 $1 \sim 10^4 \text{MPa}$ 间。

现在以图 5-6(b)来详细地说明药筒的功能和结构(图中与叙述无关的部件未作标注)。正如前述,电介质管 8 内口径能形成圆管形毛细通道 3。电介质管可用能电离的轻工质做成,至少应包含一种轻元素,用何种元素由其对放电电压的电离响应而定。要把可电离的工质制成易烧蚀的粉末球形充填物 7,然后封装在电介质管 8 壁内,用乙烯基氯化物的共聚合物和乙烯基醋酸盐这类易电击穿的电介质作电介质管的内表面 10 和外表面 9。其典型情况是,粉末球形充填物 7 的惯性质量比等离子体的大 100 倍以上,故等离子体能快速地通过这些球状充填物 7 流动和被它们所冷却,从而防止等离子体烧蚀外电介质管 11 内壁,也能减轻对炮管内壁的热损坏。若用塑料袋盛液态或固态水代替粉末球状充填物,也能收到同样效果。电源的电压加在两电极组件 4 之间,第一和第二碳质电极分别嵌在管的闭端和开端,第一电极 1 用柱状螺栓与电极组件连接并延伸到电介质管内,第二电极 6 是碳质圆环,它紧靠在电介质管的出口端。为了能在大气初始条件下引燃放电,应在药筒和炮管内保持大气状态。第一电极组件和第一电极包括一伸长的碳棒 2,此碳棒沿毛细通道 3 轴或管内壁纵向延伸与第二电极环接近。当电源的脉冲电压加到药筒的两电极之后,碳棒和环电极间发生电击穿,有较大的电流通过,碳棒被电流烧蚀而消耗掉,但放电会在第一和第二电极间继续进行。当然,也可使用其它引燃大气放电的方法,例如把一薄的碳

涂层衬在电介质放电管的内壁上。当第一和第二电极间发生放电时,电源能量在毛细通道内产生纵向流动的等离子体和放电通道,放电通道的电阻在 0.1Ω 左右,这比电容器终端电路的电阻大,因此能使来自电容的能量都消耗在毛细通道内的放电通道上,通道内的等离子体被高度的电离和加热。由于毛细通道的毛细现象和性质(长径比至少 $10:1$),因此在毛细通道的放电管内产生了高压,导致等离子体在毛细通道的放电管内纵向朝开口处流动,形成射流,推动弹丸 5 沿炮管前进。

一旦电击穿开始,等离子体就从内壁快速地径向膨胀,充满整个毛细管通道,在第一和第二电极间形成一个有效电阻,用这个电阻可衡量等离子体加热情况和炮的某些性能,因此表述这个电阻极为有意义。这个有效电阻 R_{ch} 应是

$$R_{ch} = l_e / (\pi d_e^2 \sigma_i) \quad (5-1)$$

式中 l_e ——两电极间电介质管的长度;

d_e ——电介质管外径;

σ_i ——通道等离子体的电导率。

由于电流通过两电极间的等离子体,电源的能量的大部分以焦耳热形式有效地转变给等离子体,同时等离子体以热辐射和热传导方式把其热能传给球状充填物,使球状充填物产生二次等离子体,以补偿从管口排出的等离子体,使管内等离子体总量保持平衡。

如果想重复使用一个药筒,则此药筒必须设计成在高压下不变形;如果只单次使用一药筒,则允许毛细管通道内的压力脉冲使该药筒外电介质管变形。电介质管的材料和电介质管球状充填物材料,必须是低原子量和能使等离子体产生高温的材料。这是为了能出现高的音速,以使弹丸达到高于常规火炮的速度。此外,高温等离子体可把它的能量大部分(约 50%)包含在压力动能状态而不是分子内能状态。所用药筒的结构和规模,根据弹丸速度要求不同而异。

这种电热炮,由于等离子体从药筒的喇叭形喷嘴进入炮管时它会变冷,因此炮管不易受到高温等离子体的破坏。药筒可从炮尾装入后膛,并且可重复使用。约束放电的电介质管壁被烧蚀以补充等离子体,维持高压状态和放电的继续。利用这种药筒,几乎百分之百地能把电源能量转变为等离子体能量。电介质管壁之所以采用球状充填物,是因为这样能出现大的烧蚀面积,比通常的实体壁要大 $100 \sim 1000$ 倍。因此,它能增加等离子体的数量和增大放电间隙的电阻值。

5.4 等离子体箍缩型电热炮

前两种直热式电热炮,是利用电能局部产生和加热等离子体,然后借助高温高压等离子体的膨胀来推动弹丸的。本节讨论另外一种类型,即用等离子体的箍缩(pinch)效应来挤压弹丸运动的电热炮。

箍缩是等离子体物理的实验方法,有 Z 箍缩和 θ 箍缩之分^[3]。Z 箍缩又称爆聚(implosion),是沿柱坐标的 z 方向对等离子体通以脉冲电流,产生角向磁场,则有洛伦兹力作用于等离子体,使其产生向心运动(箍缩),压缩等离子体。 θ 箍缩又叫角向(θ)箍缩,在等离子体外加线圈并通以脉冲角向电流,产生轴向(z)磁场。而产生的洛伦兹力亦能把等离子体径向地向轴线压缩。相应这两种箍缩方法存在两种等离子体箍缩型电热炮,即 Z 箍缩型

和 θ 箍缩型,而前者又分接触式和非接触式两种。无论哪种,都是通过磁场把等离子体的密度、温度和压力增高,用以推动弹丸,把电能最终转变为弹丸动能。

5.4.1 接触式 Z 箍缩电热炮

一、原理

接触式 Z 箍缩电热炮不止一种,这里仅以同轴电极结构为代表进行讨论;因为圆盘电极结构有等离子体泄漏的缺陷。一个弹丸与炮管接触的单级 Z 箍缩电热炮如图 5-7(a)所示。弹丸 4 及其后面的烧蚀体 5 装填在第二个圆筒电极内,等待推进;另一个圆筒电极通过管状绝缘体 3 与第二电极同轴对称放置。当接通电源时,将发生沿绝缘体 3 表面的电击穿放电,产生等离子体。等离子体在 Z 箍缩机制作用下向轴线径向运动,最后中间变细而两端形成帽状,此时放电仍通过等离子体继续进行。等离子体帽内 1 为径向电流分布,此电流通过细等离子体心柱 2 轴向地流向另一电极。径向电流 i_r 与轴向电流产生的角向磁场 B_θ 相互作用,产生的洛伦兹力 $j_r \times B_\theta$ 作用等离子体帽(亦即弹丸)上;再加之等离子体本身的轴向热压力作用于弹丸。弹丸在这两种力的作用下被加速。可见,等离子体帽的功能很像导轨炮的等离子体电枢。烧蚀体有两个作用,即绝缘等离子体向弹丸传导热量和为等离子体帽提供等离子体(作等离子体源用)。

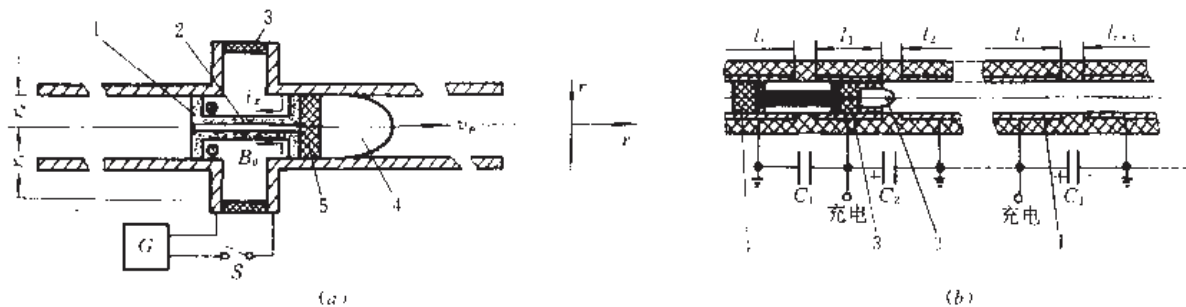


图 5-7 接触型箍缩电热炮^[8]

(a)单级结构;(b)多级结构。

由于等离子体帽上的力不平衡,等离子体也向左方电极端部运动。但在 Z 箍缩的动态中,几乎不存在不稳定性,这意味着在等离子体被箍缩成等离子体柱期间,只要它的半径正在减小,等离子体将是稳定的;换句话说,如果电流沿等离子体柱增大,则等离子体柱就是稳定的。因电源容量有限,一旦最后等离子体心柱半径不变了,可以认为等离子体柱是不稳定的。若等离子体帽跟随弹丸进入下一加速级时,其不稳定性有利于对下一级的自动触发,起开关作用;即使等离子体是稳定的,这种自动转换也是可能的。

图 5-7(b)为多级 Z 箍缩电热炮结构。它由圆筒电极 I、弹丸 2、烧蚀体(I)3 和烧蚀体(II)4 等组成。如果令等离子体心柱半径为 r_c ,圆筒电极半径为 r_e ,则弹丸组件(弹丸和烧蚀体)的运动方程和等离子体帽的运动方程分别为^[8]:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{dx_p}{dt} \right) = \frac{\mu_0 i_z^2}{2\pi} \left(\ln \frac{r_e}{r_c} + \frac{1}{4} \right) \quad (5-2)$$

$$m_b \frac{d^2 x_b}{dt^2} = - \frac{\mu_0 i_z^2}{2\pi} \left(\ln \frac{r_e}{r_c} + \frac{1}{4} \right) \quad (5-3)$$

式中 i_z ——等离子体心柱表层流动的电流;

m_b ——单个等离子体帽的质量;

x_p ——弹丸在 x 轴上的位置;

x_b ——等离子体帽在 x 轴上的位置。

这里弹丸的质量 m 含烧蚀体质量。为了获得弹丸和等离子体帽的动力学概念,假定运动期间电流和等离子体心柱半径不变,在这种理想情况下,从式(5-2)和式(5-3)可得

$$m \frac{dx_p}{dt} = \Gamma t + m_0 v_{p0} \quad (5-4)$$

$$x_b = -\frac{\Gamma t^2}{2m_0} \quad (5-5)$$

式中 m_0 ——弹丸和烧蚀体的初始质量之和;

$$\Gamma = \mu_0 I^2 [\ln(r_c/r_e) + 1/4] / (2\pi).$$

对于不变速率的烧蚀,可设一时间常数 τ_c ; 则有 $m = m_0(1 - t/\tau_c)$ 。然后积分方程(5-4),得

$$x_p = \tau_c \left(\frac{\tau_c \Gamma}{m_0} + v_{p0} \right) \ln \frac{\tau_c}{\tau_c - t} - \frac{\tau_c \Gamma}{m_0} t \quad (5-6)$$

等离子体帽的传播距离 l_b 是设计炮的一个重要参数。等离子体帽的传播时间 t_b 与 l_b 的关系为:

$$t_b = (2m_b l_b / \Gamma)^{\frac{1}{2}} \quad (5-7)$$

对于 $t_b \ll T_c$, 从式(5-6)和式(5-7)可得

$$\frac{x_p}{l_b} = \frac{m_b}{m_0} + \frac{m_b v_{p0}}{\Gamma \tau_c} + \left(\frac{2m_b l_b}{\Gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{v_{p0}}{l_b} \quad (5-8)$$

这样,就可假定:对于注入速度 $v_{p0} \rightarrow \infty$ 的情况, x_b/l_b 之比趋向于 m_b/m_0 的量级,也就是 $x_b/l_b \rightarrow m_b/m_0$ 。

最后得到在等离子体帽传播期间弹丸速度

$$v_p = \frac{dx_p}{dt} = \frac{\Gamma t_b + m_0 v_{p0}}{m_0 (1 - t_b/\tau_c)} \quad (5-9)$$

二、电物理模型

当等离子体压力与磁压力相等时,系统就达到了平衡状态,此时两电极间的等离子体心柱是一很细的圆柱体,电流沿其轴方向流动;电流进入等离子体帽并假设电流在帽内分布均匀,帽附近角向磁场 B_θ 全系轴向电流 i_z 产生。则等离子体心柱平衡状态的运动方程是^[9]:

$$\nabla p_i(r) = j_z \times B_\theta \quad (5-10)$$

式中 j_z ——轴向电流密度, $j_z = j_z(r) e_z$ 其中 e_z 为 z 方向的单位矢量;

B_θ ——角向磁感应强度, $B_\theta = B_\theta(r) e_\theta$, 其中 e_θ 是角向单位矢量。

显然,电流和磁场的关系应当满足安培定律

$$\nabla \times B_\theta = \mu_0 j_z \quad (5-11)$$

方程(5-10)和(5-11)的标量形式为

$$j_z B_\theta = -dp_i/dr \quad (5-12)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r B_\theta) = \mu_0 j_z \quad (5-13)$$

假设等离子体为单电离态,温度均匀且恒定;并用 n_i 和 n_e 分别表示离子和电子数密度, T_i 和 T_e 表示离子和电子温度。则有

$$p_i = n_i k T_i + n_e k T_e = n_i k (T_i + T_e) \quad (5-14)$$

轴向电流密度 j_z 与离子、电子的轴向速度 v_{iz} 、 v_{ez} 以及电子电荷 e 有关,即

$$j_z = en_i v_{iz} - en_e v_{ez} = en_i (v_{iz} - v_{ez}) \quad (5-15)$$

将式(5-14)和式(5-15)代入式(5-12),得

$$k(T_i + T_e) \frac{dn_i}{dr} + en_i (v_{iz} - v_{ez}) = 0 \quad (5-16)$$

用 r/n_i 乘式(5-16),然后对 r 求导,得微分方程

$$k(T_i + T_e) \frac{d}{dr} \left(\frac{r}{n_i} \frac{dn_i}{dr} \right) + e(v_{iz} - v_{ez}) \frac{d}{dr} (r B_\theta) = 0 \quad (5-17)$$

然后把方程(5-17)写成

$$\frac{d}{dr} (r B_\theta) = \mu_0 e n_i r (v_{iz} - v_{ez}) \quad (5-18)$$

把式(5-18)代入(5-17),得

$$k(T_i + T_e) \frac{d}{dr} \left(\frac{r}{n_i} \frac{dn_i}{dr} \right) + \mu_0 e^2 (v_{iz} - v_{ez})^2 n_i r = 0 \quad (5-19)$$

从前面的稳态假设,可取 $(v_{iz} - v_{ez})$ 为常量;并假设此速度差分布是轴对称的;以及忽略两电极附近的端部效应,即认为等离子体心柱轴向无限长;再使用 $r=0$ 处 $n_i = n_{i0}$ 和 $dn_i/dr=0$ 的条件。可得到方程(5-19)的解:

$$n_i(r) = \frac{n_{i0}}{(1 + r/r_0)^2} \quad (5-20)$$

式中

$$r_0^2 = \frac{8k(T_i + T_e)}{\mu_0 e^2 n_{i0} (v_{iz} - v_{ez})} \quad (5-21)$$

若记 N_i 为单位长度上的总离子数,则

$$N_i = \int_0^\infty 2\pi n_i r dr = \pi r_0^2 n_{i0} \quad (5-22)$$

似乎等离子体在电极间通道内部的有限范围内,上式的积分上限应为电极半径;但在大电流放电条件下 r_0 远小于电极半径,故上式积分是实际情况的一个良好近似,不会有大的误差。

通过等离子体的总电流

$$i_z = \int_0^\infty 2\pi j_z r dr = e N_i (v_{iz} - v_{ez}) \quad (5-23)$$

将式(5-21)和式(5-22)代入此式,得

$$i_z = \left[\frac{8\pi k (T_i + T_e) n_{i0} r_0^2}{\mu_0} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{8\pi N_i k (T_i + T_e)}{\mu_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5-24)$$

若 p_{i0} 为两电极轴线上的等离子体压力,则

$$p_{i0} = n_{i0} k (T_i + T_e) = \frac{\mu_0 i_z^2}{8\pi r_0^2} \quad (5-25)$$

把式(5-15)和式(5-20)代入式(5-13),并对之积分,得

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r r j_z dr = \frac{\mu_0 e n_{i0} (v_{iz} - v_{ez}) r}{2(1 + r/r_0)} \quad (5-26)$$

另外,设等离子体帽厚度为 h , 径向电流在帽内分布均匀, 在半径 r 处轴向电流均转向通过尺寸为 $2\pi r h$ 的环形区。因此径向电流密度

$$j_r(r) = \int_0^r j_z(r) 2\pi r dr / (2\pi r h) = \frac{e n_{i0} (v_{iz} - v_{ez}) r}{2h(1 + r/r_0)} \quad (5-27)$$

径向电流密度和角向磁场作用产生的轴向电磁力密度

$$f_{em} = j_r \times B_\theta = j_r B_\theta e_z \quad (5-28)$$

因为烧蚀体(或弹底)的半径为 r_s , 则作用于弹丸上的径向电磁加速度

$$\begin{aligned} F_{em} &= \int_0^{r_s} j_r B_\theta 2\pi r dr \int_0^1 dx \\ &= \frac{\mu_0 e^2 n_{i0}^2 (v_{iz} - v_{ez})^2 \pi r_0^4}{4} \left[\frac{r_s^2}{r_s^2 + r_0^2} + \ln\left(1 + \frac{r_s^2}{r_0^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (5-29)$$

由式(5-29)可知箍缩效应的作用是: r_s^2/r_0^2 越大, 箍缩效应越强, 则电磁力 F_{em} 越大。故称 r_s/r_0 为箍缩因子。若记

$$\Pi^2 = \frac{r_s^2}{r_s^2 + r_0^2} + \ln\left(1 + \frac{r_s^2}{r_0^2}\right) \quad (5-30)$$

并将式(5-24)代入(5-29), 得

$$F_{em} = \frac{\mu_0 i_z^2}{4\pi} \Pi^2 \quad (5-31)$$

Π 值和放电过程有关, 难以精确测出, 但可用式(5-30)计算出不同的 r_s/r_0 值所对应的 Π 值。从具体的计算^[9]可以看出, 当 r_s/r_0 从 2 到 10 变化时, Π 值大致在 2 附近变化, 故一般情况下可取 $\Pi \approx 2$ 。此时

$$F_{em} \approx \frac{\mu_0 i_z^2}{\pi} \quad (5-32)$$

此外, 在箍缩接触电热炮中, 箍缩放电时等离子体心柱的总热压力

$$F_u = \int_0^{r_s} p_i \cdot 2\pi r dr = \pi r_0^2 n_{i0} k (T_i + T_e) \frac{r_s^2}{r_s^2 + r_0^2} \approx \frac{\mu_0 i_z^2}{8\pi} \quad (5-33)$$

事实上, 当等离子体密度足够大时, 离子和等离子体内中性气体之间的碰撞频率是相当高的。若假设等离子体和中性气体的压力等于心柱轴线上的等离子体压力, 从而可得到作用于弹丸上的热压力

$$F_u = \frac{\mu_0 i_z^2}{8\pi} \frac{r_s^2}{r_0^2} \quad (5-34)$$

与式(5-31)比较, 得热压力和电磁力之比

$$\frac{F_u}{F_{em}} = \frac{(r_s/r_0)^2}{2\Pi} \quad (5-35)$$

可见当箍缩因子 (r_s/r_0) 足够大时, 对弹丸的热压力比电磁力还要大。因此, 等离子体箍缩炮是名符其实的电热炮。此时作用于弹底的压力 $F_p = F_{em} + F_u$ 。

也就是说, 弹丸沿轴向运动时, 等离子体心柱不断地伸长。若电流保持不变, 电磁推力也不变。另外, 弹丸还受等离子体的热压力作用。但有时热压力大于摩擦力和其它阻力, 却小于电磁力, $F_u \approx F_{em}/8$ 。

假设电流为恒量(即 $i_z = I_z$), 并仅考虑电磁力对弹丸作用, 此时弹丸速度

$$v_{r,m} = \left(\frac{2F_{em}x}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{4\mu_0 I^2}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} I_z \quad (5-36)$$

若仅考虑热压力对弹丸作用, 则弹丸速度

$$v_{r,u} = \left(\frac{2F_{th}x}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\mu_0 x}{4\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{r_e}{r_0} I_z \quad (5-37)$$

可见, 不管那种机制作用, 速度均依赖于电流。

实际上, 在箍缩作用产生的电磁力和热压力合成作用下, 导致弹丸速度为 v_r 。 v_r 是电流的函数, 而电流又是时间的函数。由运动方程可得到作用于弹丸上的总压力 $F_r = mdv_r/dt$, 因此弹丸速度

$$v_r = \frac{1}{m} \left(\frac{\mu_0}{8\pi} \right) \left(\frac{r_e^2}{r_0^2} + 2I \right) \int_0^t i_z^2 dt \quad (5-38)$$

而弹丸位移距离

$$x = \left(\frac{\mu_0}{8\pi m} \right) \left(\frac{r_e^2}{r_0^2} + 2I \right) \int_0^t \left(\int_0^t i_z^2 dt \right) dt \quad (5-39)$$

接触型箍缩炮的能量利用效率 $\eta \propto A_0 (r_e/r_0)^2$ 。

任(Ren)等^[10]为验证上述的理论的正确性, 采取了较大值的箍缩因子以突出电热压力的作用, 实验测得的弹丸速度基本与理论值相符(图 5-8)。

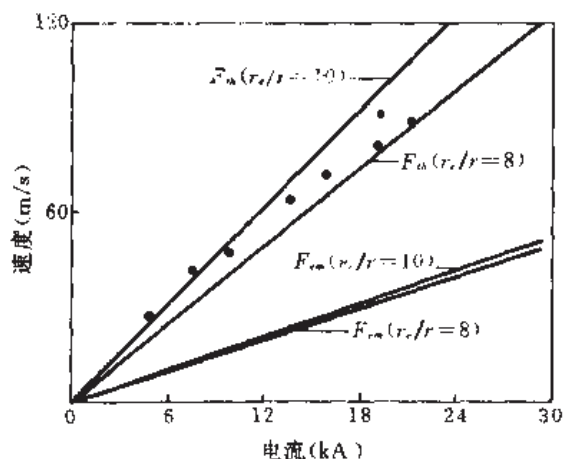


图 5-8 炮口速度与电流关系^[10]

(弹丸重 26.7g; 图中黑点为实验值。)

由上述分析和有关实验可得出如下结论: 弹丸的炮口速度正比于放电电流; 等离子体温度在 10^5K 量级; 等离子体热压力是加速弹丸的重要机制; 弹丸的动能正比于放电电能; 当电流超过某一阈值时, 对于相同的电极和电流, 大质量弹丸能获得更高的动能; 在一定范围内, 等离子体电压正比于放电电流的平方根; 电极区域的欧姆损失功率正比于放电电流 $3/2$ 次方; 弹丸动能正比于电流的平方; 效率正比于电流的平方根。因此, 无论从速度、动能还是从效率考虑, 均应采用较大的电流 ($100\text{kA} \sim 1\text{MA}$)。使用大容量电源和较长的炮管, 可获得更高的速度。这种箍缩炮, 既可作其它电磁炮的前级注入器, 又可作主炮用。

以上的理论推导和结论, 也适合于绝缘体直径与同轴电极直径相等的接触型箍缩电热炮, 即图 5-6 中的 $r_e = r_i$ 。还应指出, $r_e = r_i$ 和 $r_e < r_i$ 的两种结构都适用于作多级 Z 箍缩电

火炮。

三、多级接触 Z 箍缩电热炮

虽然一对电极的单级箍缩炮可以把较小的弹丸加速到若干千米/秒的速度;但若将较大质量的弹丸加速到更高的速度或将较小弹丸加速到 10km/s 量级的速度,用单级箍缩炮有一定困难,这并不是因为功率不够,而是因为等离子体帽的稳定性所致。即使等离子体帽是动态稳定的,但在有限电阻的圆筒电极上的功率电阻性损失也将成为单级长电极箍缩炮的严重问题。

如果使用多个短电极,制成多级箍缩炮以取代一对长电极的单级箍缩炮,上述问题将得到解决。分段电极的多级箍缩炮的一个方案如图 5-7(b)所示。

从炮设计者的观点看,相邻电极的长度应当按规律变化,相邻电极的长度比 l_i/l_{i+1} (其中 i 为整数)应当是一系列有序的数;从方程(5-8)的讨论中可知,当初始速度 $v_{x0} \rightarrow 0$ 时 $l_0/l_i \rightarrow 0$, 即 $m_0/m_b \rightarrow 0$ 。从这个事实看,炮的设计应分两种:第一种,为了给弹丸一初始速度,应当使用注入器;第二种是把一质量近似弹丸和右烧蚀体之和的另一烧蚀体放第一电极内,即烧蚀体 I 的质量等于弹丸质量加烧蚀体 I 的质量。若两烧蚀体的烧蚀时间常数相同,即使弹丸无初始速度,也有电极长度比 $l_0/l_1 \rightarrow 1$ 。一旦弹丸在第二电极(l_1)中得到初始速度,它就能平稳地与烧蚀体 I 进入第三电极(l_2)。

另外,弹丸在一个单电极内渡越期间,等离子体柱另端的等离子体帽将不停留在后电极内。在以后的过程中,等离子体心柱半径随心柱长度增加而扩大,这是因为电源的容量有限,不能保持永久放电所致。在多级箍缩炮中,虽然各级均需有自己的独立电源,如图 5-7(b)中的电容器组 C_i ,但各电路不需闭合开关,因为等离子体对下一级能提供自动转换,这也是使用多级炮的一个优点,解决了开关和同步问题。当弹丸顺序地通过全部电极阵列时,这种自动转换将引起相应电源的同步放电。工作所用等离子体,由烧蚀体 I 所补充。

通过选取多级炮的长度,可达到所要求的弹丸出口速度。这就克服了单级长电极的缺点,从而保持同轴型电磁炮的优点,即避免了导轨炮存在的那种电阻、电感能量损失,以及速度饱和、反电动势对速度的限制等问题。

5.4.2 非接触式 Z 箍缩电热炮

虽然非接触型箍缩炮的弹丸不与炮管接触,或无炮管,但驱动机制仍是 Z 箍缩作用。一个典型的非接触型箍缩炮原理、结构示于图 5-9。图中一系列平板状的中空电极 3 同轴排列,每级的两电极间有一绝缘环 1,级间用透明的绝缘体 2 隔离,透明绝缘体内放有光学传感器中的部件 7 和部件 5。光束 6 照射在传感器上。弹丸 8 到达每级前的某一时刻,触发该级电源放电,给该级的阴、阳极加一高电压脉冲,击穿绝缘体内表面的稀薄空气,形成沿面弧光放电,产生一等离子体环(壁烧蚀的质量也加入其内),Z 箍缩使该等离子体环向心径向地爆聚,恰好待弹丸到来时等离子体环同步地从后面作用于弹丸,包围弹丸的大部分表面,并呈向前挤压状态。加速力的作用中心应当在弹丸的质心以前,以保证弹丸运动具有稳定性。在每级的单元组件中应置有传感器元件,以提供弹丸位置和速度信息,以便通过一个快逻辑电路系统确定弹丸前方加速级的触发时间,为的是使前面级提前放电产生等离子体 4,以便弹丸到达时恰好同步加速。一般弹丸材料的压碎强度约为 100MPa ,

每级的速度约增加 $10 \sim 100 \text{ m/s}$ ——可以此两项条件确定级数。

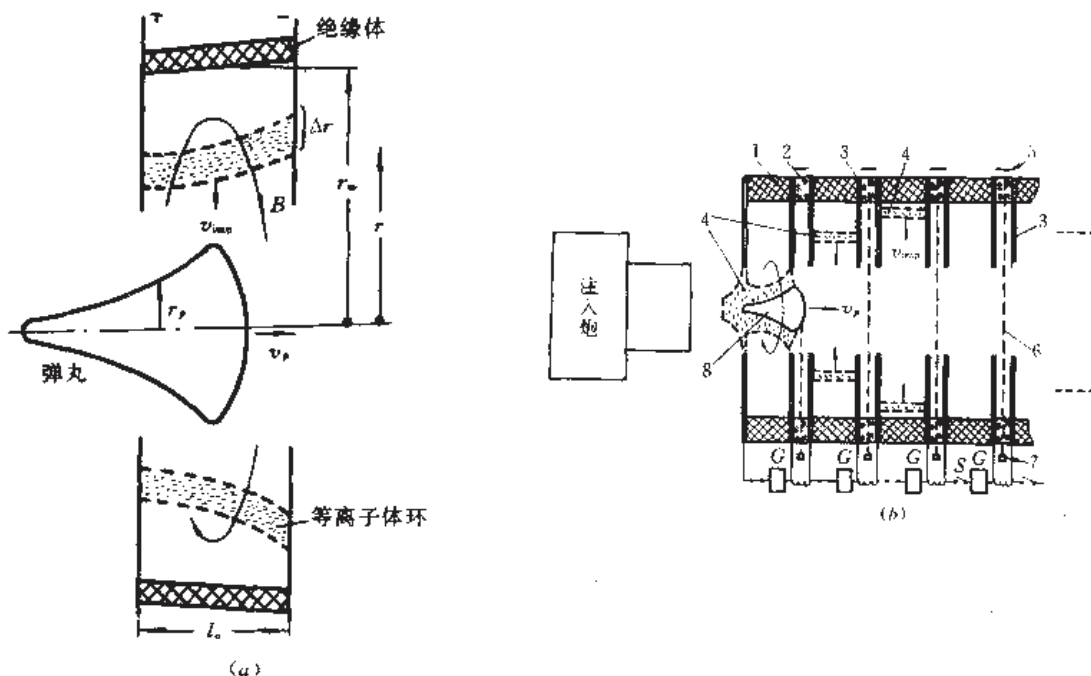


图 5-9 无接触型箍缩电热炮

(a) 单级; (b) 多级。

对弹丸的驱动机理与接触型箍缩炮的相同,主要有三个起作用的因素:(1)爆聚的等离子体与弹丸碰撞,亦即热压力作用;(2)Z 箍缩电流及其磁场加速等离子体而产生的磁压力;(3)对弹丸材料的烧蚀所引起的反作用力。但为了更有效地加速弹丸,可以调整或变化这三个因素中的每一个。

第一个作用因素是轴向地传递动量。由动量守恒定律可知,弹丸速度的增加近似地等于等离子体速度乘等离子体对弹丸的质量比。因为等离子体径向地朝轴爆聚和箍缩,半径将减少一个数量级,所以等离子体将以大约 10^{-6} kg 质量和 10^5 m/s 速度作用到弹丸上,给出动量是 10^{-1} mkg/s 。勿须顾虑泄漏到弹丸前面的等离子体会增大阻力,因为那里等离子体最多只有 10^{-17} kg/m^3 的密度,因此不致于在弹丸前面对弹丸产生冲击和产生明显的阻力。

第二个作用因素是磁压力。如果大电流放电持续地存在,Z 箍缩等离子体的半径变小或阻止其膨胀,弹丸受到的电磁压力(即洛伦兹力)将是很大的。在炮的低速段($< 10 \text{ km/s}$),这种机制起主要作用。

第三个作用因素是烧蚀反作用力。等离子体对弹丸热辐射和热传导,二者共同作用使弹丸后部被烧蚀。弹丸外层被蒸发,在蒸发期间内表层变成不透明的等离子体,对弹丸内部起一定的保护作用。根据火箭作用原理,这种烧蚀能增大对弹丸的动量传递,因为烧蚀是在弹丸后部进行的,被烧蚀掉的质量原来随弹丸一同运动,后来离开弹丸并速度减小到零(在试验坐标系),这很像一个火箭在工作,从而增大了弹丸向前的动量或速度。

几个能把上述机制联合起来处理的简单数学模型指出,这种炮的效率约为 20%,具体地说,这是在高速度区获得的;而在低速区,效率随速度近似线性地下降。这是因为此种炮是一种动量驱动器,仅能给出一定的动量增量。而弹丸能量的增量是 $m_p v_p \Delta v_p$,对于一定

的动量增量($\Delta v, m_r$), 其能量效率将随 v_r 增大。

在非接触的箍缩电热炮中, 欲想把 m_r 弹丸加速到速度 v_r , 在级平均加速度 \bar{a} 和系统效率为 η_{st} 时, 则所需电脉冲的平均总功率^[11]

$$\bar{P} = n_d P_{\text{单级}} = m_r v_r \bar{a} / \eta_{st} \quad (5-40)$$

式中 η_{st} ——正工作的放电级数。

在一般情况下, 式(5-40)中的 η_{st} 和 \bar{a} 沿炮长度不是常量。 η_{st} 由两部分组成, 即 $\eta_{st} = \eta_{imp} \eta_r$, 其中 η_{imp} 是由电能转变成等离子体壳层的效率, η_r 是推进效率, 即等离子体转变成弹丸动能的效率。

当环形放电的等离子体到达弹丸后面时, 等离子体的爆聚速度 v_{imp} 必须满足 $v_{imp} > v_r \tan \theta$, 其中 θ 是弹丸的半锥角。这就表明如何定时或同步放电, 以便使等离子体恰好作用在弹丸的有效面积上。还应注意, 等离子体从绝缘体表面到弹丸表面径向爆聚的时间

$$t_{imp} = \int_{r_s}^{r_w} [v_{imp}(r)]^{-1} dr \quad (5-41)$$

式中 r_w ——绝缘体环内表面半径;

r_s ——弹丸头部到达级长度(l_0)的一半时级后端面“切”弹丸截面的半径。

在满足上述条件的情况下, 可得到一定程度的功率放大、电压和电流, 使等离子体积累爆聚动能。详细的分析, 应当使用磁爆聚等离子体壳层的流体动力学和解析电路方程。下面用莫舍(Mosher)^[11]模型作简单概括(出于某些原因, 本部分以下使用厘米·克·秒为基础的高斯制, 其中光速 $c = 10^{10}$ cm/s)。

一、近似的爆聚模型

在一绝缘体半径为 r_w 和电极间距为 l_0 的单元加速组件中, 圆柱对称的气体爆聚运动方程是

$$\frac{\partial P_m}{\partial t} = -2\pi l_0 \int_0^{r_w} r \left(\frac{1}{c} j B + \frac{\partial p_i}{\partial r} \right) dr \quad (5-42)$$

式中 P_m ——径向积分动量, $P_m = 2\pi l_0 \int_0^{r_w} d_r v_r r dr$;

v_r ——等离子体径向运动速度;

等离子体压力 $p_i = nT(1+Z)$ 。其中 Z 为电离度, n 为单位体积的粒子数。而电流密度

$$j = c(4\pi r)^{-1} \frac{\partial(rB)}{\partial r} \quad (5-43)$$

上式中的 B 为最大箍缩磁感应强度。这样, 通过等离子体的总电流 $I = \int_0^{r_w} j 2\pi r dr$ 。

如果假设一个雪犁(snow plow)模型, 在开始时均匀密度(ρ_0)气体被爆聚所扫掠, 具有 $P_m \approx \pi \rho_0 l_0 (r_w^2 - r^2) dr/dt$, 并假定环形等离子体壳层的厚度 $\Delta r < r$ 。这样, 可把爆聚的等离子体系统与电路方程组合在一起:

$$m_r \frac{d}{dt} \left[\left(1 - \frac{r^2}{r_w^2} \right) \frac{dr}{dt} \right] = - \frac{I^2 l_0}{rc^2} \quad (5-44)$$

$$u = \frac{Q}{C} = \frac{d}{dt} (LI) + IR \quad (5-45)$$

$$L = L_g + \frac{2l_0}{c^2} \ln \left(\frac{r_w}{r} \right) \quad (5-46)$$

$$R \approx l_0 / (2\pi\sigma_r r \delta) \quad (5-47)$$

以上是对电容 C 放电驱动的爆聚而言的。其中 L 、 L_g 、 R 和 u 分别为总电感、外电路电感、放电电阻和电压；模型的气体质量 $m_g = \pi r_w^2 l_0 \rho_0$ 。在电阻公式中的 δ 是电流穿透等离子体的趋肤深度，电流 $I = -dQ/dt$ ，其中 Q 是电容 C 上的电量。

二、爆聚效率

用 I 乘方程(5-45)各项并积分，即

$$\int_0^{t_{\text{imp}}} u I dt = \int_0^{t_{\text{imp}}} [L^{-1} \frac{d}{dt} (\frac{1}{2} L^2 I^2) dt + \int_0^{t_{\text{imp}}} I^2 R dt \quad (5-48)$$

使用 $I(t)_{t=0} = 0$ 时的 $I = -dQ/dt$ 、 $Q = CU_0$ (充电电压)、 $dL/dt = -2l_0(dr/dt)/(rc^2)$ 和 $B = 2I/(rc)$ ，得到

$$\frac{1}{2} C(U_0^2 - u^2) = \frac{1}{2} L I^2 - \int_0^{t_{\text{imp}}} 2\pi r l_0 \left(\frac{dr}{dt}\right) \left(\frac{B^2}{8\pi}\right) dt + \int_0^{t_{\text{imp}}} R I^2 dt \quad (5-49)$$

这个方程的各项分别表示电容储能、电路电感储能、爆聚动能 W_{imp} 和欧姆损失。此方程系瞬间能量平衡方程，依据它可表征爆聚效率。

把所使用的电能转变成爆聚动能的百分率定义作爆聚效率 (η_{imp})，则

$$\eta_{\text{imp}} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{W_{\text{imp}}}{\frac{1}{2} C U_0^2 (1 - f_u)} = W_{\text{imp}} [W_{\text{imp}} + \int_0^{t_{\text{imp}}} I^2 R dt + \frac{1}{2} I^2 (t_{\text{imp}}) L]^{-1} \quad (5-50)$$

式中 f_u ——爆聚结束时电容剩余电能的百分率。

这里所说的电容剩余能量是指在爆聚结束时刻断开开关而在电容器上保留下来的电能。

如果略去式(5-50)中的因子 $(1 - f_u)^{-1}$ ，则 $W_{\text{imp}} / (\frac{1}{2} C U_0^2)$ 便是电容初始储能全部用于爆聚的标志，此时 $\eta_{\text{imp}} = 100\%$ 。

三、无量纲方程

为能方便地求解有关参量，用下列无量纲形式重写方程(5-44)和(5-45)，即得

$$\frac{d}{d\tau} [(1 - \zeta^2) \frac{d\zeta}{d\tau}] = - \Theta^2 / \zeta \quad (5-51)$$

$$\frac{d^2}{d\tau^2} (\mathcal{L} \Theta) + \frac{d}{d\tau} [\Theta \tau \zeta^{-1} / (\tau^{\frac{1}{2}} + \eta_{\text{el}})] + \Theta = 0 \quad (5-52)$$

式中 ζ ——无量纲半径， $\zeta = r/r_w$ ；

Θ ——无量纲电流， $\Theta = I/I_0$ ；

τ ——无量纲时间， $\tau = \omega t$ ， $\omega = (L_0 C)^{-1/2}$ ；

\mathcal{L} ——无量纲电感， $\mathcal{L} = L/L_0 = [1 - (L_m/L_g)(\ln \zeta / \ln(r_w/r_r))](1 + L_m/L_g)^{-1}$ 。

其中

$$\left. \begin{aligned} L_0 &= L_g + L_m; L_m = \frac{2l_0}{c^2} \ln(r_w/r_r); \\ r_r &= 2l_0 / [C r_w L_0 (4\pi\sigma_r \omega)^{1/2}], I_0 = C r_w \omega (m_g/l_0)^{1/2}; \\ \sigma_r^{-1} &= Z \ln \zeta / (1.7 \times 10^{14} T_e^{3/2}) + (\sigma_{e0})^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (5-53)$$

其中 σ_{e0} 是电子对中性粒子散射引起的电导率。

$\tau = 0$ 的初始条件是： $\zeta = 1 - \sigma_{f1}/r_w \approx 1$ ， $\Theta = 0$ ， $d\zeta/d\tau = 0$ ；因此有

$$(d\theta/d\tau)_{\tau=0} = \frac{U_0}{L_g L_0 \omega} = \frac{(2Ct_0)^{1/2}(1 + L_m/L_g)}{r_w} \left[\frac{\frac{1}{2}CU_0^2}{\pi r_w^2 \rho_0 c^2 L_0} \right]^{1/2} \quad (5-54)$$

方程(5-51)和(5-52)的解对初始闪络导电层厚度 δ_{f1} 是不敏感的。 δ_{f1} 出现在 ζ 的初始值中, 也出现在初始电阻中, 式(5-52)中的 $\eta_{sk} = \delta_{f1} (4\pi\sigma_1\omega/c^2)^{1/2}$ 。注意到对半径为 r_s 的弹丸的冲击发生在 $\zeta = r_s/r_w$ 时, 此时 $\mathcal{L} = 1$ 和爆聚能量

$$W_{\text{imp}} = \frac{1}{2} m_s r_w^2 \omega^2 \left(\frac{d\zeta}{d\tau} \right)_{\text{imp}}^2 \quad (5-55)$$

因此, 方程(5-50)表示的效率此时可写作

$$\eta_{\text{imp}} = \frac{(d\zeta/d\tau)_{\text{imp}}}{(d\theta/d\tau)_0^2} \cdot \frac{(L_m/L_g)[1 + (L_m/L_g)]}{2(1 - f_{it}) \ln(r_w/r_s)} \quad (5-56)$$

式中 $(d\zeta/d\tau)_{\text{imp}}$ ——无量纲径向碰撞速度;

$(d\theta/d\tau)_0$ ——无量纲电流初始变化速率。

从式(5-51)至式(5-54)可见: ζ 和 θ 是无量纲参量 L_m/L_g 、 r_w/r_s 和 r_s 的函数。对于给定的这些值, 可以数值地求解 $\theta = 0$ (碰撞发生时) 的初始值 $(d\theta/d\tau)_0$ 。对于这种特殊情况, 碰撞时不存在电感储能, 并且电容器部分地可反极性再充电。在大多数情况, 爆聚时间在 $(L_0 C)^{1/2}$ 量级。一旦选用以上的参量, 方程(5-51)和(5-52)就有了数值解, 然后就可以利用方程(5-54)进行反变换, 并且使用下面三个方程求气体密度和爆聚速度等:

$$\rho_0 = \frac{C^2 I_0^2}{\pi r_w^4 c^2} \left(1 + \frac{L_m}{L_g} \right)^2 \left(\frac{d\theta}{d\tau} \right)_0^{-2} \quad (5-57)$$

$$v_{\text{imp}} = r_w \omega \left(\frac{d\zeta}{d\tau} \right)_{\text{imp}} \quad (5-58)$$

$$\omega = [1/(L_0 C)]^{1/2} = t_{\text{imp}}/t \quad (5-59)$$

应当注意, 无量纲碰撞速度 $(d\zeta/d\tau)_{\text{imp}}$ 、爆聚时间 t_{imp} 和 $\theta = 0$ 时 θ 的初始上升速率 $(d\theta/d\tau)_0$ 都是无量纲电阻 r_s 的函数。

四、环形等离子体壳层的厚度

在上述模型中, 把爆聚等离子体的有限厚度 Δr 看成比 r 小。这个厚度决定了压力脉冲和向弹丸传送动量的特征时间。通常对这种壳层结构的处理, 要求使用计算机仿真处理。但是, 若考虑恒加速度为 a_i 的磁推进的一维等离子体壳层的简单情况, 可以估算出壳层厚度 Δr 。假设场以声音渡越时间较慢地扩散和扫掠等离子体而通过 Δr , 则出现一个近似的压力平衡, 即

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{8\pi} B^2 + n_i T (1 + Z) \right] = - n m_i a_i \quad (5-60)$$

其中密度 n_i 的分布

$$n_i = - \frac{1}{8\pi T (1 + Z)} \int_0^x dx' \frac{\partial B^2}{\partial x'} \exp \left[\frac{a_i}{C_{is}} (x' - x) \right] \quad (5-61)$$

式中 C_{is} ——声速, $v_{is} = [T(1 + Z)/m_i]^{1/2}$ 。

可以选用各种 B 场的型式。例如一个线性扩散的斜坡函数 $B = B_0(1 - x/\delta)$, 其中 $0 \leq x \leq \delta = [c^2 t / (4\pi\sigma_i)]^{1/2}$, 在一个趋肤深度 δ 内, 密度 n_i 从零到最大值, 然后以比例长度 (C_{is}/a_i) 指数地在大气中衰减。涉及这两区域的特征厚度

$$\Delta r = C_{is}/a_i + [c^2 t / (4\pi\sigma_i)]^{1/2} \quad (5-62)$$

若粗略地估算,可取 $a_i \approx v_{imp}^2 / (2r_w)$, $t \approx t_{imp}$ 。例如对低密度空气爆聚,具有 $T=2\text{eV}$, $Z=1$, $t_{imp} = 10^{-6}\text{s}$, $r_w = 15\text{cm}$ 和 $v_{imp} = 5 \times 10^4\text{m/s}$; 则计算出 $\Delta r \approx 2\text{cm}$ 。值得注意的是,应当避免高温爆聚,以使指数规律分布的大气不致向里面扩散得太远而进入到弹丸的路径内。

五、爆聚能量对弹丸的耦合

图 5-10 表示在弹丸静止坐标内与速度 $(v_r^2 + v_{imp}^2)^{1/2}$ 相关联的爆聚等离子体,其中 v_r 是弹丸在炮坐标中的轴向速度, v_{imp} 是径向等离子体速度, θ 是弹丸与等离子体碰撞部分的半锥角。在等离子体与弹丸表面碰撞之后,等离子体将经受一动量减少和能量反射,反射速度 v_{emi} 沿图 5-10 的路径 1 反射或以路径 2 正交反射。因为精确的反射向量取决于在弹丸上的详细耦合过程(速度、辐射、以及固体面与冲击间的边界层导电情况)。因此,把讨论局限于上述的两种情况间。

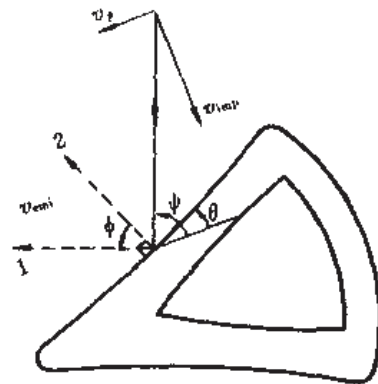


图 5-10 弹丸形状及对它的箍缩作用

首先考虑这样的模型:质量为 dm_r 的爆聚气体以速度 v_{imp} 运动,使质量为 m_r 的弹丸产生一小的速度增量 dv_r 。则弹丸动能增量和爆聚能量变化分别为:

$$dW_k = m_r v_r (dv_r) \quad (5-63)$$

$$dW_{imp} = \frac{1}{2} (dm_r) v_{imp}^2 \quad (5-64)$$

现在假定来到的等离子体动量被吸收和气体质量 $(dm_r + dm_p)$ 以一减小的反射速度再发射出去(与弹丸的正交面成 ϕ 角)。由于动量守恒,则

$$m_r (dv_r) = (dm_r) \left\{ -v_r + \alpha^{1/2} (v_r^2 + v_{imp}^2)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{dm_r}{dm_p} \right)_{\text{烧蚀}}^{1/2} \sin(\theta + \phi) \right] \right\} \quad (5-65)$$

实际上,应当考虑到爆聚动能要损失一小部分,并以因子 $(1-\alpha)$ 表示(其中 $0 < \alpha < 1$)。这是因为存在热辐射、烧蚀和弹丸的内部运动损失。反射的再发射出去的多余质量 dm_p 是由于烧蚀引起的。则等离子体反射再发射的速度 v_{emi} 遵从

$$\alpha \frac{1}{2} (dm_r) (v_r^2 + v_{imp}^2) = \frac{1}{2} (dm_r + dm_p) v_{emi}^2 \quad (5-66)$$

注意, $(dm_r/dm_p)_{\text{烧蚀}} < 1$ 主要对应于爆聚的动量驱动作用; $(dm_r/dm_p)_{\text{烧蚀}} > 1$ 主要对应于“火箭反作用”驱动,此时爆聚仅提供能量而几乎无动量。平均的“再发射”角 ϕ 位于这样两种极端之间: $\phi = \pi/2 - \theta + \theta$ (镜反射发射情况即图 5-9 中的路径 1) 和 $\phi = 0$ (正交反射发射情况即路径 2)。

现在可以写出推进弹丸的能量效率

$$\eta_r \stackrel{\text{def}}{=} dW_k / dW_{imp} = 2[-Y^2 + \beta Y(1 + Y^2)^{1/2}] \quad (5-67)$$

式中的 β 值,对于上述两种情况是不同的。对于路径 1 和路径 2 分别是:

$$\beta = (\alpha)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{dm_r}{dm_p} \right)_{\text{烧蚀}}^{1/2} \right] \cos(\phi - 2\theta) \quad (5-68)$$

$$\beta = (\alpha)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{dm_r}{dm_p} \right)_{\text{烧蚀}}^{1/2} \right] \sin\theta \quad (5-69)$$

并且 $Y = v_r / v_{imp}$, $\tan\phi = 1/Y$; 为了使等离子体能碰撞到弹丸的表面上,必须满足不等式 $Y <$

$\cot\theta$ 。

现在令式(5-68)中的 $\psi \approx \pi/2$, 因为在多数情况下 v_{imp} 比 v_r 大几倍。使用这种关系, 获得的作为 Y 函数的效率曲线有两种形式(图 5-11), 取决于 $\beta > 1$ 还是 $\beta < 1$ 。对于 $\beta < 1$ 的情况, 由式(5-67)得到 η_r 的最大值形式

$$\eta_r^{\text{max}} = 1 - (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5-70)$$

此最大值出现在

$$Y_M = \frac{1}{\sqrt{2}} [(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 1]^{\frac{1}{2}} \quad (5-71)$$

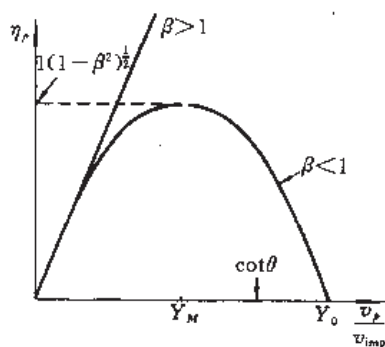


图 5-11 推进效率 η_r 与速度关系^[11]

原则上各加速级组件与弹丸间的配合, 实质上是爆聚速度的配合。当 $v_{\text{imp}} > v_r \tan\theta$ 成立时, $v_{\text{imp}} = v_r / Y_M$ 。若取 $\alpha = 0.51$ (动能损失一半) 和 $\theta = \pi/2$, 经过计算则发现 $\eta_r^{\text{max}} \approx (0.25 \sim 0.12) [1 + (dm_r/dm_s)]$ 。还应当注意, 在烧蚀驱动极限内, $v_{\text{imp}} \gg v_r$ 和 $(dm_r/dm_s)_{\text{烧蚀}} \gg 1$, 对于式(5-69), 又回到常见的火箭方程上来了, 即此时应使用

$$v_r = v_{\text{em}} \sin\theta \ln(M_i/M_f) \quad (5-72)$$

式中 M_i 和 M_f 分别表示初始和最终的质量。

六、弹丸稳定性、形状和对爆聚要求

可以使用各种锥形弹丸(图 5-9 和图 5-10)。当放电爆聚朝这种弹丸表面撞击时, 对弹丸产生一个朝前的加速力, 弹丸沿炮长从一级到下一级稳定地前进。为了避免弹丸翻滚, 应将弹丸的质心落在推力中心的后面。这是容易做到的, 例如将弹丸头部挖成空心(图 5-10)或在弹丸后加一细长的“尾巴”。加尾巴能提供稳定性是不言而喻的。若在弹后沿部分加些小的且稠密的弹尾或开些沟槽, 还可以使弹丸产生自旋。

对于多级炮, 还须保证弹丸在径向不明显地偏离炮的中心线。图 5-12(a) 表爆聚在一圆锥状弹丸横截面上的汇聚。若弹丸偏离爆聚轴一距离 dr_{\perp} , 则在弹丸一单位长度上伴随而来的总垂直动量

$$dP_{\perp} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta [dr_{\perp} (1 + \sin\theta) \frac{dP_{\parallel}}{dr} - P_{\parallel}(r)] \sin\theta \quad (5-73)$$

式中 P_{\parallel} 是等离子体环每弧度的径向动量, 已在式(5-42)注释中定义过。如果假设每弧度反射再发射的径向动量是一与动量 P_{\parallel} 关联的增函数, 则对弹丸的小移位, 稳定性要求

$$\frac{dP_{\perp}}{dr_{\perp}} = \left(\frac{1}{2} \frac{dP_{\parallel}}{dr} \right)_{r=r_0} < 0 \quad \text{即} \quad \left(\frac{dP_{\parallel}}{dr} \right)_{r_0} < 0 \quad (5-74)$$

在这些情况下, 弹丸离炮轴线远的一侧比离轴线近的一侧经受一更强的等离子体碰撞, 以致弹丸沿炮前进时有一径向“冲击源”对它作用而使它向中线复位。对于有限的位移, 这个冲击源是辐射状的。

在前面讨论方程(5-42)和(5-44)时, 曾假设爆聚等离子体壳层厚度 Δr 充分小, 以致热压力项可以忽略不计。但是, 在接近爆聚结束时, 这项却变得很重要, 以致方程(5-44)应当精确地重写为:

$$m_s \frac{d}{dt} \left[\left(1 - \frac{r^2}{r_v^2} \right) \frac{dr}{dt} \right] = - \frac{I^2 l_0}{c^2 r} + 2\pi l_0 \int_0^r p_r dr \quad (5-75)$$

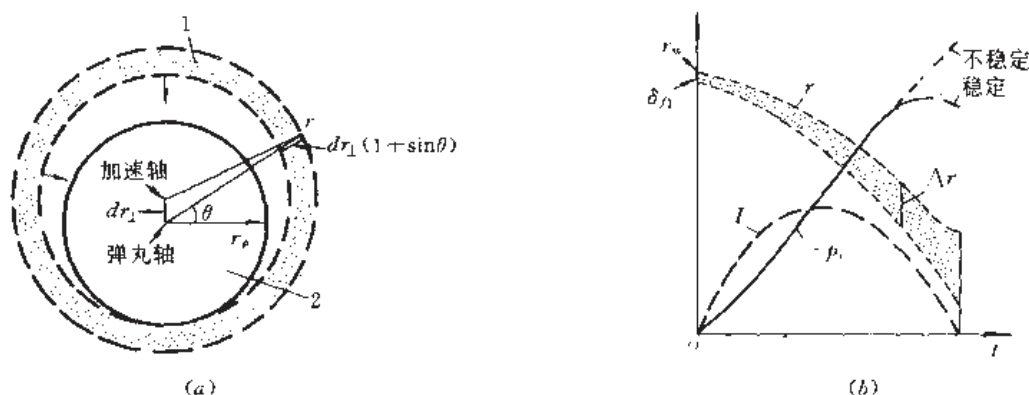


图 5-12 使偏轴弹丸复位的说明

(a) 爆聚自然复位; (b) 匹配爆聚复位。

1—等离子体环; 2—弹丸截面。

这样一来,如果在碰撞时我们控制电流 I 变为零,则热压力项却保留在式(5-75)中,并且恰好在碰撞时引起一个径向加速度,因此能满足式(5-74)的稳定性要求。此时 $\theta(t_{\text{imp}}) = 0$, 故称匹配爆聚复位。

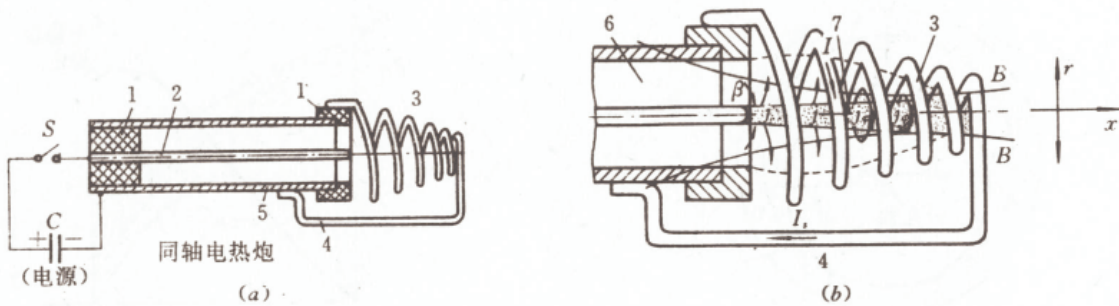
最后还应指出,对于长级的多级炮,尚存在使其达到稳定的其它方法。例如,把径向离心校正器的模件间隔地沿炮放置,当传感器确定弹丸弹道偏离轴线时,逻辑电路指令模件发出能使弹丸复位的冲击脉冲。在这种情况下,不需要上述的匹配爆聚。

七、非接触型箍缩电热炮的优点

这种炮能把克级到千克级重的弹丸加速到 10km/s 以上,并可望达到 100km/s ,而且有良好的弹丸生存能力、稳定性;当放电电弧径向地向前推进时,通过雪犁效应它扫掠本底气体,从而能获得较多的等离子体,经积累和压缩,与弹丸表面碰撞。弹丸是被爆聚放电的动量和压力所推进的,同时被烧蚀的弹丸后表面材料的反作用也起推进作用。每加速级需要电压在几千伏至几十千伏之谱。这种炮的明显优点:一是爆聚有效地聚集了放电气体的动量,产生极大的压力;二是弹丸与炮无接触,不存在摩擦,炮寿命长,可多次使用,而且炮寿命仅受小电流等离子体效应限制;三是有较高的重复发射率,可达 10Hz ;四是有较高的放电功率压缩比;五是因使用压力加速而不像感应线圈炮利用涡流加速,因此金属的和绝缘材料的弹丸均可使用。

5.4.3 θ 箍缩电热炮

典型的 θ 箍缩电热炮是一种带压缩线圈的结构,如图 5-13 所示。它由两部分组成:同轴等离子体电热炮和压缩器线圈。前者产生并加速等离子体,后者压缩等离子体从而加速弹丸。电源(例如电容 C)通过中心电极和外电极在同轴电热炮中局部放电,将几立方厘米的氦气(在放电之前通过外电极注入其内)电离成等离子体。由于中心电极到外电极的径向电流和中心电极产生的角向磁场之间的相互作用,同轴电热炮内的等离子体被加速,可以 $80\sim 100\text{km/s}$ 的速度进入压缩器线圈。此时电流从中心电极转向压缩器线圈,产生一轴向磁场,依据 θ 箍缩原理,有洛伦兹力作用于外层等离子体,对等离子体实施一强大的径向压缩。若把弹丸(如小玻璃球)事先放在压缩器线圈的狭细端,即图 5-13(b)的右部,则弹丸将被等离子体挤压而高速运动。

图 5-13 带压缩线圈的电热炮^[12]

(a) 炮的结构示意; (b) 压缩器线圈细节。

1—绝缘体; 2—中心电极; 3—压缩器线圈; 4—接地回路; 5—环形外电极; 6—等离子体; 7—放电通道。

有时, 为了提高加速能力, 用某种电热炮

(如图 5-14) 作为图 5-13(a) 所示的带压缩线圈电热炮的前级注入器。此时, 注入炮的炮口必须连接到同轴电热炮的中心电极上(而中心电极应是中空的管子), 以便向同轴电热炮注入一些小固体球(例如, 注入一些与环氧树脂混合并铸成固态的小玻璃珠)。这些小固体球通过注入炮的炮管被加速, 极高的加速度使得这些小固体球破裂, 形成一团松散的由许多小碎片组成的碎片“云”, 在炮管内行进。然后, 碎片云进入同轴电热炮的等离子体内, 被等离子体加速。当注入电热炮的炮管与同轴电热炮中空的中心电极连接时, 两炮的储能系统也被连接起来。为了使等离子体内的碎片能被充分加速, 应在同轴电

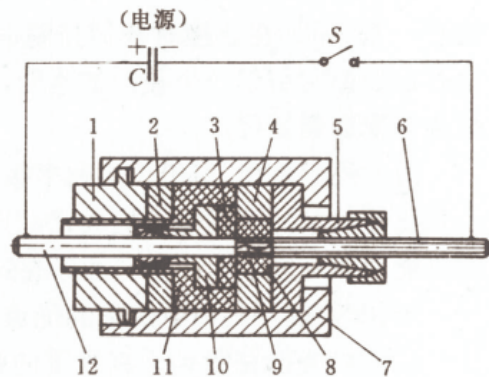


图 5-14 作注入器用的爆炸导体电热炮

1—锁定块; 2—调整环; 3—绝缘体; 4—支撑环; 5—炮管紧固件; 6—炮管; 7—外壳; 8—爆炸室; 9—铝爆炸丝; 10—电极紧固件; 11—绝缘体; 12—电极。

热炮电源放电以后等离子体前沿进入压缩线圈时, 使注入的碎片到达线圈内。在使用图 5-14 所示的爆炸导体电热炮(见 5.5 节)作注入炮时, 应考虑有或多或少的铝导体爆炸气体被加速而进入到压缩线圈内, 由于铝蒸汽的电离电位较低, 它将被来自同轴电热炮的氮等离子体流电离, 这种效应导致沿压缩器线圈中心线电导率的增加, 因此将使通过线圈绕组的电流减少。

现在对压缩器线圈的工作进行理论分析。压缩器线圈和同轴电热炮联合的等效电路如图 5-15 所示。每个绕组用一个网孔电路表示, 等离子体流的运动用闭合开关 S_1 到 S_{12} (一个动作之后另一个动作) 来仿真。等离子体体轴向电阻 R_{Ax} 是放电通道几何形状和电导率 σ_i 的函数。全部网孔回路(A、B 和 C_1 到 C_{11}) 的电路方程是由总电流 $I(t)$ 和压缩线圈绕组电流 $I_n(t)$ 组成的方程组:

$$\frac{dI}{dt} = U_c - R_0 I - R_k I - R_t (I - I_n) / (L_0 + L_k) \quad (5-76)$$

$$\frac{dI_n}{dt} = \{ R_t (I - I_n) - \sum_{i=1}^n [R_{Ax_i} (I_n - I_{i-1})] - \sum_{i=n}^N R_{t_i} I_n \} / (L_n + \sum_{i=n}^N L_{t_i})$$

$$= [R_{RADn}(I_n - I_{n-1}) - R_n I_n] / (L_R + \sum_{i=n}^N L_i) \quad (5-77)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_k}{dt} &= [R_{RADk+1}(I_{k+1} - I_k) + R_{AXk+1}(I_{k+1} - I_k)] / L_k \\ &= [R_{ADk}(I_k - I_{k-1}) - R_k I_k] / L_k \end{aligned} \quad (5-78)$$

式中各量的意义见图 5-15 的图注说明。这里的变量 i 是表示网孔电路号数, 控制变量 k 从 n 到 $n-1$, N 是总绕组数, U_c 是电容 C_0 上的电压。使用等离子体电导率 σ 和图 5-13(b) 中通道发散角 β 二参量的变化, 可对上述方程进行数值计算。增大 σ 和 β 都将引起通过绕组电流的减少和使压缩器线圈总电流增加(可把罗果夫斯基线圈套在接地回线上测得)。

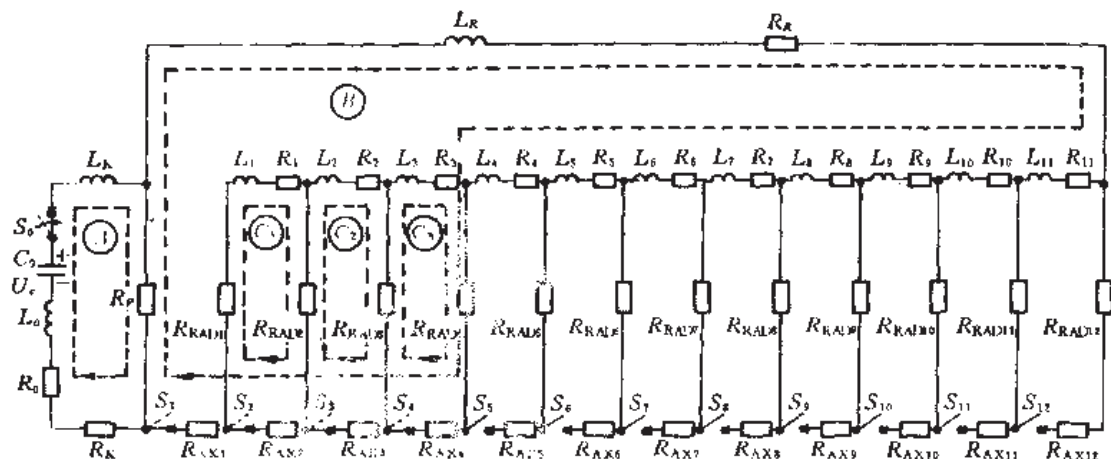


图 5-15 带压缩线圈电热炮的等效电路^[12]

C_0 —电容器组电容; R_0, L_0 —电路电阻和电感; R_r —同轴电热炮的等离子体电阻; R_i, L_i —同轴电热炮的电阻和电感; S_0 —引燃管开关; R_R, L_R —接地回线的电阻和电感; R_i, L_i —第 i 个绕组的电阻和电感; R_{AXi} —第 i 网孔电路的轴向等离子体电阻; R_{RADi} —第 i 网孔电路径向等离子体电阻; S_i —第 i 网孔开关。

改变压缩器线圈内等离子体的电阻率(因而亦改变电流分布), 将直接影响等离子体的密度。等离子体流可用非粘滞流特性的磁气体动力学的动量方程来描述^[2], 即

$$\rho_i \frac{dv_i}{dt} = -\nabla p_i + j \times B \quad (5-79)$$

式中 v_i ——等离子体速度(矢量);

p_i ——等离子体压力;

ρ_i ——等离子体密度。

应考虑此方程的径向分量。对于本节所描述的情况, 方程(5-34)左边等于零, 故有

$$\frac{\partial p_i}{\partial r} = -j_\theta B_z - j_z B_\theta \quad (5-80)$$

式中 r, x 和 θ 为柱坐标系三个组数(为全书统一起见, 用 x 代 z), 并使用了电流密度 j 和磁感应强度 B 的分量。方程(3-80)是一个关于压力 $p_i(r, x, t)$ 的微分方程, 可用从压缩器线圈半径 r_c 到轴的径向积分求得压力

$$p_i(x, t) = \sigma_i \frac{r_c^2}{4} B^2(x) I \frac{dI}{dt} + \sigma_i \frac{r_c^2}{4} v_{iz} \frac{dB(x)}{dx} B(x) I^2 + \mu_0 \frac{r_c^2}{4} j_z^2 \quad (5-81)$$

式中 v_{iz} ——通过线圈的等离子体轴向速度;

r_i ——线圈内放电通道的半径；

$B(x)$ ——线圈的磁感应强度(与电流有关)。

方程(5-81)右边最后项是轴向电流密度 j_z 的 Z 箍缩。数值计算表明,右边第一项比另两项小一个数量级。

假设等离子体遵从理想气体方程,则原则地可使用专用的气体常数 R_g 和温度 T 来计算等离子体密度 $\rho_i = p_i / (R_g T)$ 。线圈贡献的压力(亦即等离子体流的动态压力)作用主要由磁感应强度、绕组电流和轴向等离子体速度来决定,而这些量又受进入到同轴电热炮的铝蒸汽所影响。

伊格伯格(Sigenbergs)等^[13]曾使用两网孔电路的过渡过程对带线圈的电热炮进行了仿真分析。他用可变电感 L_2 表示同轴电热炮,用可变电感 L_1 代表压缩线圈,用 $I_1(t)$ 表示同轴电热炮中心电极和压缩线圈间的电流,用 $I_2(t)$ 代表同轴电热炮的放电电流。这样,仅用两个电路方程便可描述炮的电物理特性。在压缩线圈轴上的磁场强度

$$H_z(x, t) = I_1(t) A(x) \quad (5-82)$$

式中 $A(x)$ ——磁矢位函数(仅与线圈结构有关)

磁感应强度 $B = \mu H$ 。在线圈轴附近的磁场可认为近似地等于轴线上的值;轴附近的径向磁场强度 $H_r(r, x, t)$ 可由条件 $\text{div} H = 0$ 计算(因为轴对称,在 $\text{div} H = 0$ 时的角向磁场强度假设为零):

$$H_r(r, x, t) = -\frac{r}{2} I_1(t) \frac{dA(x)}{dx} \quad (5-83)$$

参考文献[12]给出了 $A(x)$ 和 $dA(x)/dx$ 的分布。而电场

$$E = E^* + v_i \times B \quad (5-84)$$

式中 E^* ——中心电极和压缩线圈间的电场与磁场变化所感应的电场之和。

$v_i \times B$ 项表示等离子体流和磁场间的相互作用。使用欧姆定律($j = \sigma_i E$)便可计算出压缩线圈内的电流密度。

为了计算等离子体流朝线圈轴的径向压缩,需要角向方向和轴向的电流密度分量。角向电场 E^* 可这样求得:将方程(5-82)对时间求导,并且积分感应方程 $\nabla \times E^* = -\mu H$ 方位角分量的偏微分方程。方程(5-84)第二项的角向分量被简化成轴向速度与径向磁场相互作用的结果(因为径向速度至少比轴向的小一个数量级)。因此角向电流密度

$$j_\theta = -\frac{1}{2} \sigma_i \mu r \left(A \frac{dI}{dt} + v_{iz} \frac{dA}{dx} I \right) \quad (5-85)$$

假设从同轴电热炮中心电极到压缩线圈的轴向电流被约束成一轴向圆柱,便可获得轴向电流密度,因为此圆柱具有中心电极那样的半径 r_{ce} 。在圆柱内的电流密度沿轴向坐标 x 减少,从 $x=0$ 处的最大值到 $x=l_s$ 处的零值(l_s 为压缩器线圈长度)。轴向电流密度

$$j_z = I \left(1 - \frac{x}{l_s} \right) / (2\pi r_{ce}^2) \quad (5-86)$$

在这圆柱体内的角向磁场强度

$$H_\theta = [I_r / (2\pi r_{ce}^2)] (1 - x/l_s) \quad (5-87)$$

小弹丸处于等离子体流内,小弹丸(质点)经受的气体动力学阻力

$$F_{ga} = \left[C_d \frac{d_i}{2} (v_{ix} - v_g)^2 + \nabla p_i \cdot \Delta x \right] A_0 \quad (5-88)$$

式中 C_d ——阻力系数(常数), 在这里 $C_d=1$ 。

方程第二项表示等离子体流内压力梯度产生的力, 其中 Δx 是弹丸的一特征长度, 两项都乘以弹底面积 A_0 。在动态项中的等离子体密度 ρ_i 可具体地计算出:

$$\rho_i = (p_i/p_w) [p_i/(R_g T_{ig})] \exp[(k-1)/k] \quad (5-89)$$

式中 k ——多方指数, 值在 1.4~1.0 间变化;

T_{ig} ——和气体常数 R 有关的温度;

p_w ——坐标 r 处的等离子体压力。

等离子体压力 $p_i(x, t)$ 可用式(5-81)求得。

小弹丸的运动方程

$$\frac{dv_x}{dt} = \left\{ \left(\frac{C_d}{2} \right) [p_i(x, t)/(RT_{ig})] (v_{ix} - v_x)^2 + \frac{dp_i(x, t)}{dx} \Delta x \right\} \left(\frac{A_0}{m_p} \right) \quad (5-90)$$

由于 v_{ix} = 常量, 使用 $\partial v_{ix}/\partial x = 0$, 有

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} = & \left\{ C_d \frac{\sigma_i \mu_0^2 r_i^2 A I}{4RT_{ig}} \left[A \frac{dI}{dt} + v_{ix} \frac{dA}{dx} I \right] (v_{ix} - v_x)^2 + \frac{\sigma_i \mu_0^2 r_i^2 A I}{2} \left[2A \frac{dA}{dx} I \frac{dI}{dt} \right. \right. \\ & \left. \left. + v_{ix} I^2 \left(\left(\frac{dA}{dx} \right)^2 + A \frac{d^2 A}{dx^2} \right) \right] \right\} (A_0/m_p) \end{aligned} \quad (5-91)$$

式中的电流 I 仅是时间函数。对这个方程可进行数值积分, 其初始值用弹丸的位置和速度计算。对方程(5-91)分析表明: 压力梯度的加速作用远小于动态项, 角向电流密度主要由径向磁场和轴向等离子体流间的相互作用引起的。使用一级近似, 式(5-46)仅剩一项

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{C_d (r_i^2 \mu_0 \sigma_i) I^2}{4RT_{ig}} v_{ix} A \frac{dA}{dx} (v_{ix} - v_x)^2 (A_0/m_p) \quad (5-92)$$

对此式求关于轴向坐标和时间的偏导数, 可获得小弹丸最大加速度时的位置和时间。方程(5-91)的解可用标准的数值积分法求得。

最后, 简要地说明这种电热炮的弹托技术。正如前述, 在注入器炮内爆炸铝丝的铝蒸气若混入氮等离子体, 将引起动态压力的急剧减少。为了能有效地加速, 绝对不允许在压缩线圈内有来自注入炮的铝气体。也就是说, 小固体球在炮管加速和通过中心电极期间不允许有漏气到氮等离子体中。可使用一特殊的弹托^[12]来避免漏气。弹托前面有玻璃珠的质点室(小弹丸室), 其内装有玻璃珠小弹丸, 然后把弹托放入炮管内加速, 此弹托能防止铝气渗漏到弹托前。最后弹托被制动器制动, 小弹丸继续运动。这样就解决了电热注入器驱动气体对压缩线圈内氮等离子体的不良影响问题。

以上仅考虑了有限参量对炮性能的影响。若考虑所有参量的影响, 将引出一更完善的理论。在那个新理论基础, 把冷绝缘气体(如氮)注入到压缩线圈中心, 此举能改善压缩器线圈的工作效率, 因为此时能迫使更多的电流通过绕组, 对等离子体的压缩作用更为显著。

5.5 爆炸导体电热炮

这种电热炮有各种各样的结构。从负载形式可分为两大类: 电爆炸丝型, 如图 5-14 和图 5-16(a)所示; 电爆炸箔型, 如图 5-16(b)所示。

这种电热炮的工作原理极为简单。使用大脉冲电流通过金属导体(丝或箔), 电能可在微

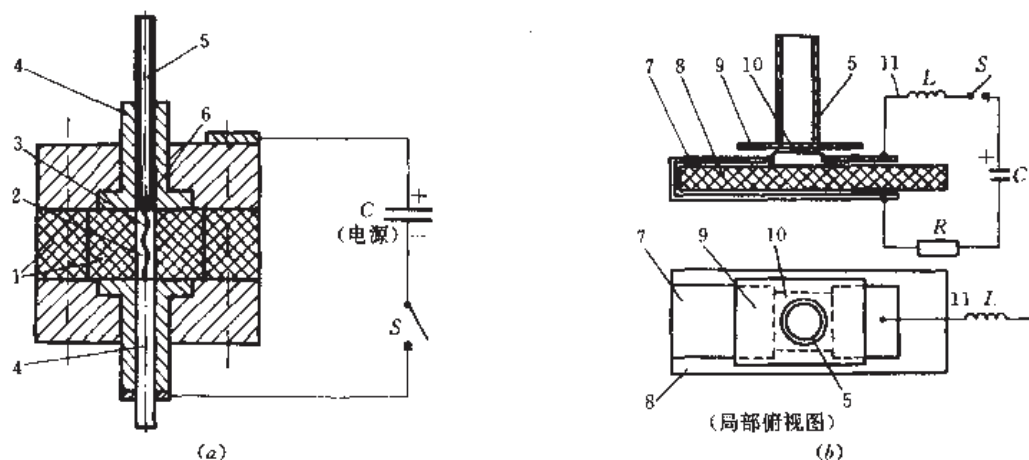


图 5-16 典型的爆炸导体电热炮装置

(a) 爆炸丝型^[14]; (b) 爆炸箱型。

1—绝缘体; 2—爆炸室; 3—金属丝; 4—电极; 5—炮管;

6—小弹丸; 7—传输线; 8—基板; 9—飞片板; 10—桥箔; 11—供电导线。

秒量级时间内沉积在导体内, 转变成焦耳热, 使导体在如此短的时间内快速的发生固→液→气→等离子体态的相变。等离子体温度达到 10^5K 量级。这便是电爆炸现象。在电爆炸过程中, 伴随产生光、冲击波、电磁辐射、高温高压和电阻骤增等物理现象。因此电爆炸导体有许多应用^[15]。利用电爆炸导体产生的高温、高密度和高压力的气体产物推动小弹丸(或飞片)作电热炮, 就是多种应用的一种。

根据输入到导体内的电能多寡, 导体“爆炸”分为两类: 电源提供的电能大于或等于导体气化所需的能量时, 称为快爆炸, 此时要求电流密度大于 $10^7\text{A}/\text{cm}^2$; 否则称为慢爆炸, 慢爆炸仅能熔化导体而不能气化或形成等离子体。电炮所要求的爆炸是快爆炸。金属丝负载在 R-L-C 电路中的快爆炸相变和相关的电流、电压波形对应地表示在图 5-17 中。

在图 5-16(a) 所示的爆炸丝型电热炮中, 丝状导体被限制在小体积(常为一毛细管)内, 电爆炸时电能转变为导体的高温高压等离子体的热能, 利用等离子体膨胀加速弹丸。

由于电爆炸导体的基本理论和应用, 曾以爆炸丝型炮为例在参考文献[3, 15]中已详述, 这些理论原则上亦适用于爆炸箱型电热炮, 所以本节仅对爆炸箱型电热炮做一般的讨论。

5.5.1 一般分析

爆炸箱电热炮电源亦多用电容器组, 其放电电路也是 R-L-C 电路, 箔负载也是一非线性电阻 R 。但在炮的结构方面却与爆炸丝型电热炮不同: 如图 5-16(b) 所示, 爆炸的负载是一薄金属桥箔, 桥箔放在绝缘基板上, 桥箔之上放有绝缘介质的飞片板(弹丸)材料, 飞片板之上放有短炮管。桥箔接在曲回的带状铜传输线上, 传输线弯成曲别针形状, 由基板(有时加上下绝缘片)支撑, 传输线用曲别针形状是为减少回路电感。电容器的放电电流通过既窄又薄的桥箔而使桥箔电爆炸, 产生的平面波推动飞片板运动, 炮管切下飞片, 飞片在炮管内运动。炮管可以是圆口径的, 也可是方口径或矩形口径的; 但圆口径的最常用。桥箔常用铝材, 其厚度和面积应与电容储能水平相配合, 以求获得最佳的能量传输效率。例

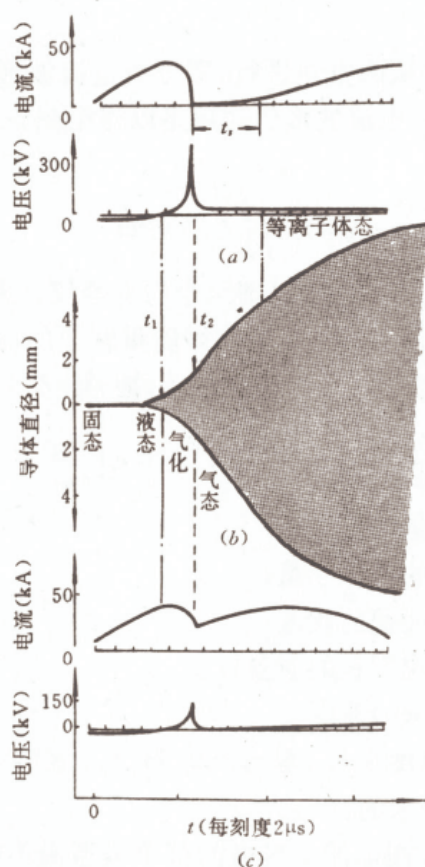


图 5-17 电爆炸导体的特性^[15]

(a)长导体的电流(上)和电压(下);(b)高速摄影机获得的导体直径;(c)短导体的电流(上)和电压(下)。

如一个 100kV ($17.3\mu\text{F}$) 的电炮, 桥箔面积在 $10\sim 60\text{cm}^2$, 厚度为 $0.05\sim 0.1\text{mm}$ 。飞片弹丸常使用聚酯薄膜 (*Mylar*) 或聚酰亚胺薄膜 (*Kapton*), 在不同的条件下飞片弹丸可达 $6\sim 18\text{km/s}$ 的速度^[16]。由于桥箔爆炸期间电阻呈现明显的非线性, 因此 $R-L-C$ 串联电路电流不能解析地表示出^[3,15]。为了最大限度地利用电能, 应使桥箔在电流峰值时刻爆炸, 保证此刻桥箔爆炸的桥箔尺寸计算可见参考文献^[3,15]。爆炸时刻的电流有时达到几兆安培, 功率可达 100GW 。为了使这种电热炮有效地工作, 应当使用电流上升时间快的“快电容器”组, 除使用这种小电感电容器外, 尚须尽可能地减少回路电感。由于趋肤效应, 首先在桥箔表面通过电流和加热; 趋肤深度与放电频率 f 有关, 近似等于 $85/f^{1/2}\text{mm}$ 。

在简单的电炮模型中, 可用理想气体状态方程表示压力, 把加速用的压力看成等于 nkT , 压力常常达到 10GPa 量级。在桥箔爆炸期间, 铝等离子体的温度 T 在 $10^4\sim 10^5\text{K}$ 范围。在等离子体膨胀推动飞片弹丸出炮口期间, 压力随等离子体粒子密度 n 的变小而快速下降, 大概在等离子体一维膨胀到桥箔初始厚度的 100 倍以前, 等离子体仍有加速能力。这意味着对于 0.05mm 厚的桥箔, 加速距离小于 5mm ; 炮管可取加速距离的 2 倍, 则炮管长仅 10mm 而已。因此, 电炮除作超高速碰撞研究外, 常作其它电磁炮的注入炮用。炮管常用非导电材料 (有机玻璃或高电阻率的钨加环氧树脂) 做成。如果加速力不变, 飞片弹丸在炮管内的平均速度应为炮口速度的 $1/2$ 。若炮口速度为 10km/s , 在 10mm 长的炮管内飞行

时间为 $2\mu\text{s}$, 因此电容器放电的 $1/4$ 周期应小于 $2\mu\text{s}$ 。从电能到飞片弹丸动能的转换效率有时可达到 25%。

对电炮的模拟研究主要应从两方面进行, 即分析电流波形和飞片弹丸加速过程的细节。在非线形简单爆炸模型中, 电流波形的作用是以作用积分 $g(t)$ 为基础的, 而爆炸时间对电流密度 $j(t)$ 的作用积分

$$g(t) = \int_0^t [j(t)]^2 dt \quad (5-93)$$

电炮加速飞片弹丸的详细和完整的机理至今尚有争议。多数力学模型认为加速力与高温爆炸和接着发生的桥箔膨胀有关, 高温爆炸能量转换的简单模型能预言飞片弹丸的性能。奥谢尔(Osher)等^[16]在做了一系列假设之后, 推导出飞片弹丸的最后速度

$$v_{pf} = \left(2 \frac{w_g}{m_b} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_{pl}}{m_{bl}} + \frac{1}{3} \right)^{-\frac{1}{2}} = v_g \left(\frac{m_{pl}}{m_{bl}} + \frac{1}{3} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5-94)$$

式中 m_b —— 爆炸桥箔的质量;

w_g —— 爆炸桥箔释放的特征能量;

m_{pl} —— 飞片弹丸单位面积的质量;

m_{bl} —— 爆炸的桥箔单位面积的质量;

v_g —— 特征格尼(Gurney)速度。

若取铝等离子体的平均速度为 \bar{v}_{a1} , 则 $v_{pf} \approx 0.537 \bar{v}_{a1}$ 。式(5-94)是格尼使用片状高级炸药驱动片状弹丸的理论引伸出来的。

仅考虑上述的主要由高温爆炸能量转换的简单模型尚不够全面, 还应考虑磁流体动力学模型。因为在桥箔元件爆炸前后均有磁力作用于桥箔, 磁力势必引起对桥箔的过早偏动和在加速飞片过程中起“突出”的作用。在等离子体膨胀停止时, 磁压力成为对等离子体的压力, 也就是说磁场对等离子体和飞片弹丸有一定的加速作用。在电炮中, 洛伦兹力($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$)或者等效磁压力($B^2 \mu_0^{-1}/2$)也是对加速有意义的力, 特别在桥箔爆炸以后, 有可能成为加速等离子体和飞片弹丸的主要贡献者。因此, 在某些情况下, 像导轨炮那样的磁推进作用也融入到电热炮中。

可见, 电热炮的完整模型应考虑热压力和磁压力的联合作用。目前电热炮已能把飞片弹丸稳定地加速到 18km/s 。1989年完成的兆焦耳级的电热炮, 将用于加速更重的弹丸。

5.5.2 气化-爆炸波理论模型

邹永庆把 $2\mu\text{s}$ 内导体熔化、气化和变成等离子体的过程看作类似化学炸药爆炸, 他认为“金属炸药”爆炸, 从而提出气化-爆炸波理论模型^[17]。经实验验证, 此模型与实际情况能极好地吻合。

设想在极短的爆炸时间内必然存在一产生气化-爆炸波的 t_0 时刻(图 5-18)。在图 5-18 中, δ 是桥箔厚度, v 是气化波阵面, s 是爆炸波阵面, r 是反射波阵面。(0)区是过热的金属液体和部分气化物, 此状态不能形成气化波, 其压力和粒子速度可视为零。(1)区呈压缩状态, 它能传递和吸收电能, 并支持一个稳态的爆炸波。(2)区是气化产物, 并处于等温膨胀的状态。(3)区处于能量沉积和释放的状态。由于电流加热时存在趋肤效应, 所以气化-爆炸波结构向桥箔厚度中心对称地运动, 相当于桥箔厚度中心存在“固壁”条件。当气化波

快速地完全气化掉桥箔时,沉积在区域(3)中的能量释放出来,形成金属爆炸。

以上模型的假定条件是:(1)设气化-爆炸波是在某一时刻 t_0 同时发生的,不考虑形成爆炸波结构的过渡过程;(2)流动是平面一维的,并忽略物质的横向膨胀;(3)假设气化波以恒速向桥箔中心运动,而爆炸波具有化爆中的爆轰波特性;(4)气化波满足查普曼-朱格特(Chapman-Jouguet)条件;(5)桥箔爆炸后是单原子的理想气体,比热比 $\gamma=5/3$ 。

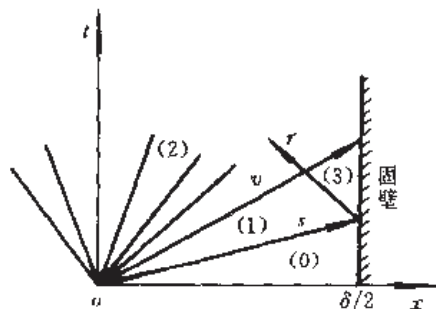


图 5-18 气化-爆炸波结构理论模型波系图^[17]

按照上述理论模型,可进行有关参量的计算。首先计算和气化产物相关的参量。令 p 、 u 、 ρ 和 e 分别表示爆炸产物的压力、粒子速度、密度和比内能,并用 v_e 表示爆炸波传播速度,则根据上述假设(3),在(1)区有

$$p_1 = \frac{1}{\gamma + 1} \rho_0 v_e^2 \quad (5-95)$$

$$u_1 = \frac{1}{\gamma + 1} v_e \quad (5-96)$$

$$\rho_1 = \frac{\gamma + 1}{\gamma} \rho_0$$

$$e_1 = \frac{p_1}{(\gamma - 1) \rho_1} \quad (5-97)$$

因为气化波速度是十分接近爆炸波波后粒子的速度 u_1 ,因此有 $v_e \approx u_1$ 。而 v_e 可用实验给出的比功率曲线 $A(t)$ 来确定。若把 $A(t)$ 峰值对应的时间作为金属炸药的爆炸时间 t_b ,把它的半高度对应的时间作为形成气化-爆炸波的初始时刻 t_0 ,则气化波速度

$$v_e = \frac{x_0}{2(t_b - t_0)} \quad (5-98)$$

式中 x_0 ——对应 t_0 时刻的“金属炸药”厚度,与桥箔的初始厚度不同。

获得 v_e 后就能确定 u_1 ,于是便可求出(1)区的各物理参量。

写出气化波阵面 v 上的动量和能量守恒方程,并根据上面的假设(5),考虑 $v_e = u_2 + C_{sT}$ (等温音速),可得(2)区的参量

$$\rho_2 = \frac{3\gamma - 1}{3\gamma + 1} \rho_1 \quad (5-99)$$

$$e_2 = \frac{p_2}{(\gamma - 1) \rho_2} \quad (5-100)$$

p_2 和 e_2 是金属炸药爆炸前平均气化产物的压力和气化产物吸收电能后所具有的比内能。

现在求(3)区的状态参量。固壁条件是:

$$\left[(p_3 - p_1) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_3} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = \left[(p_1 - p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5-101)$$

反射冲击波的赫果尼特(Hugoniot)方程为:

$$\frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)p_3 + (\gamma - 1)p_1}{(\gamma - 1)p_3 + (\gamma + 1)p_1} \quad (5-102)$$

联立式(5-101)和式(5-102),得

$$\frac{p_3}{p_1} = \frac{5\gamma + 1 + (17\gamma^2 + 2\gamma + 1)^{\frac{1}{2}}}{4\gamma} \quad (5-103)$$

这就确定了金属炸药爆炸时中心点邻域内的爆炸压力 p_3 。此时金属炸药释放的能量

$$e_3 = \frac{p_3}{(\gamma - 1)\rho_3} \quad (5-104)$$

此时气化产物的总内能 $e_s = e_2 + e_3$ 。从实验获得的比功率曲线 $A(t)$ 可求出从 t_0 到 t_b 电源提供的能量

$$W_b = \int_{t_0}^{t_b} A(t) dt \quad (5-105)$$

由于在这段时间内 $A(t)$ 基本是直线,故

$$W_b = 3A(t_b)(t_b - t_0)/4 \quad (5-106)$$

式中 $A(t_b)$ —— $A(t)$ 的峰值。

所以,到爆炸时刻为止,电能提供给气化产物的能量的平均利用效率 $\eta_b = e_s/W_b$ 。

最后讨论气化产物驱动飞片弹丸的运动。在电炮中,桥箔的一侧是飞片,另一侧是基板固壁。由上面已建立的公式,可容易地得到爆炸时刻飞片速度 v_{pb} 和 $t=t_b$ 时刻爆炸桥箔对应的厚度 x_b ,即

$$v_{pb} = \frac{p_2}{m_{p1}}(t_b - t_0) \quad (5-107)$$

$$x_b = x_0 + \frac{1}{2} \frac{p_2}{m_{p1}}(t_b - t_0)^2 \quad (5-108)$$

式中 m_{p1} ——单位面积飞片的质量;

x_0 —— $t=t_0$ 时桥箔的厚度。

为了寻求运动的解析解,在一些假定条件下^[17],可写出下列方程组:

$$\frac{dx}{dt} = u \quad (\text{运动方程}) \quad (5-109)$$

$$p = m_{p1} \frac{du}{dt} \quad (\text{牛顿第二定律}) \quad (5-110)$$

$$\frac{dW}{dt} = A(t) \quad (\text{电能 } W \text{ 变化速率}) \quad (5-111)$$

$$m_b \eta dW = \left(m_{p1} + \frac{1}{3} m_b \right) u du + m_b de \quad (\text{能量守恒}) \quad (5-112)$$

式中 x ——气化产物-飞片界面的位置;

u ——气化产物-飞片界面的速度;

m_b ——金属炸药(桥箔)的质量。

从经验可知,提供气化产物能量的平均利用效率 η 可用下式表示:

$$\eta = D_0 \eta_b \frac{\delta Z}{b} \quad (5-113)$$

式中 b ——长为 l 的桥箔的初始宽度;

Z ——桥箔材料的原子序数;

D_0 ——常数。

将式(5-109)至式(5-111)代入式(5-112),得到

$$du^2 = 6\eta A(t)dt \quad (5-114)$$

对此式从 t_0 到 t 积分并利用中值定理,得

$$u(t) = \{v_0^2 + 3[A(t_0) + A(t)]\eta(t - t_0)\}^{\frac{1}{2}} \quad (5-115)$$

于是容易得到

$$x(t) = x_0 + \frac{2u^3(t)}{9\eta[A(t_0) + A(t)]} \quad (5-116)$$

$$p(t) = 3m_0\eta A(t)/u(t) \quad (5-117)$$

式中的比功率曲线 $A(t)$ 可由试验给出,而参考文献[17]给出了铜、铝和镁的 $A(t)$ 曲线。有了 $A(t)$ 曲线之后,便可用公式(5-115)至式(5-117)求出飞片弹丸的运动速度、飞行距离和气化产物-飞片弹丸交界面处的压力变化。

5.6 电子束电热炮

在已经能较容易地获得高功率脉冲电子束的今天,人们想到用强流脉冲电子束加速小弹丸到超高速的方法^[3]。

用参考文献[3]中所介绍的有关高功率脉冲电源产生所需的高电压和大电流,作用在具有阴、阳极的高功率真空二极管上(图 5-19),此时二极管将产生高功率电子束。

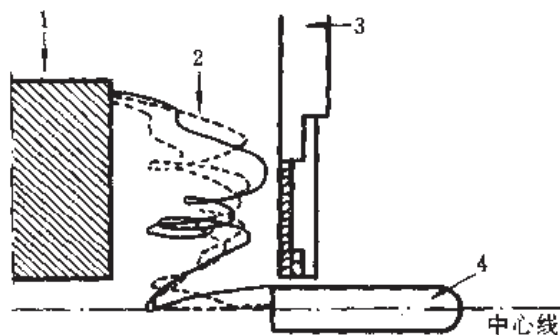


图 5-19 小弹丸在二极管中被烧蚀加速

1—阴极;2—电子“雨”;3—阳极;4—小弹丸。

同步地沿二极管中心线向其内注入一具有初始速度的实心弹丸,由于来自阴极的电子束脉冲的自箍缩作用,电子束作用到弹丸尾部。电子束之所以能稳定地轴对称地自箍缩,是由于电子束的自磁场和外加的加速电场所联合作用的结果。被箍缩的电子作用于弹丸尾部以后,烧蚀和电离弹丸的尾部材料,向弹丸后面喷射等离子体,根据火箭反作用原理,小弹丸被向前加速。由于弹丸质量的减少,故称为“烧蚀加速”。用此方法加速弹丸,由电子束转换成弹丸动能的效率极高,理论上可达 100%。

发射效率可用火箭数学模型来计算。假设弹丸以速度 v_s 运动,而弹丸尾部被烧蚀掉的等离子体在弹丸参考系统中以恒速 v_i 运动,则发射的动态效率

$$\eta_t = \frac{(v_s/v_i)^2}{\exp(v_s/v_i) - 1} \quad (5-118)$$

若 $v_i/v_p \approx 0.62$ 时, η_i 的最大值约为 65%。

在相对长时间或连续脉冲加速弹丸时,容易控制等离子体向后的喷射速度 v_i 。如果控制 $v_i = v_p$,则全部的电子入射能量均转变成弹丸的动能,此时 $\eta_i = 100\%$ 。假设在 dt 时间间隔内,弹丸每单位面积的质量由 m_p 减少到 $(m_p - dm_p)$,而速度 v_p 增加到 $(v_p + dv_p)$;则正被加速的弹丸部分由于烧蚀而得到动能 $(dm_p v_p^2/2)$ 。对于 $v_i = v_p$,有

$$\frac{dm_p}{m_p} = \frac{dv_p}{v_p} \quad (5-119)$$

$$dW_j = \frac{1}{2} (dm_p) v_i^2 = \frac{1}{2} (dm_p) v_p^2 \quad (5-120)$$

$$p_{ab} = \frac{2}{v_p} \left(\frac{dW_j}{dt} \right) = \frac{dm_p}{dt} v_p \quad (5-121)$$

式中 p_{ab} ——烧蚀产生的压力;

W_j ——注入到弹丸单位面积上的能量。

为了避免损坏弹丸,必须使烧蚀压力保持在弹丸材料的屈服许用强度 $[\sigma_s]$ 以下。因为在多级炮的初级(或最后级)弹丸的速度是相对地低(或高),因此选取一个大的(或小的) dm_p 值是合理的,这是就 $dm_p < [\sigma_s](dt)/v_p$ 而言的。这些条件可以通过调整分层喷出的弹丸材料和弹丸结构来满足,也可通过调节与电子相关的能量和电子流来满足。

令弹丸单位面积的初始质量为 m_{p0} 和初始动能为 W_{k0} ,使用 $v_i = v_p$ 的速度加速,直到最后弹丸单位面积的质量为 m_p 和弹丸动能为 W_k ;则由式(5-119)和式(5-121)得到所需的最短的炮长度 l_p 和动能 W_k 分别为:

$$l_p = \frac{2(W_k - W_{k0})}{[\sigma_s]} \quad (5-122)$$

$$W_k = m_p W_{k0} / m_{p0} \quad (5-123)$$

式中的质量和能量均表示弹丸每单位(横截)面积值。最后 $m_p \ll m_{p0}$,则 $W_k \gg W_{k0}$ 。所以,弹丸最后减小许多,但速度提高很多,动能增大。

可以使用电子束的传输特性代码对电子束进行计算机仿真分析,以便深入了解烧蚀的深度和向后喷射的速度。虽然在脉冲电子束作用下被加热的材料要膨胀和不保持固态,但仍可以计算电子对弹丸的穿透深度(或 dm_p)。向后的喷射速度 v_i 取决于和电子束相关的能量密度 $(dW_k = dt \cdot dW_i/dt)$ 。

正如前面讨论的,当 $v_i = v_p$ 和 $dW_k = [\sigma_s] v_i (dt)/2$ 或 $dm_p = [\sigma_s](dt)/v_p$ 时,能获得最大的加速度。因此在开始加速状态, dm_p 必须是大的而 dW_k 应当是相对的小。开始喷射的应是高原子序数物质;在最后,要求更高的喷射速度,因而需要低原子序数物质的弹丸和高温等离子体。还应注意,消耗在激发原子内部的能量也应当抑制到较低的值,这可通过选择材料来实现。因此,弹丸不应用同一种物质,而应设计成分层的不同物质的结构。

在这种电子束驱动的电炮中,可先用注入器(如轻气炮)加速弹丸达到某一要求速度,然后用多级相对论电子束二极管对弹丸进行烧蚀加速(图 5-20)。通常每一加速级包括一台麻克斯(Marx)发生器、脉冲成形线、开关、传输线和弹丸在其内运动的引导管组成^[3]。例如每个麻克斯发生器产生 1MV 电压,每个自收缩二极管获得 500kV,产生一 2.5MA、200ns 的脉冲电子束。若使用 100 级这样的装置制做成一门电子束驱动的电炮,并使用直径 3mm 和长 18mm 的铁弹丸,弹丸出炮口时变成 3mm 长,但可达到 150~

280km/s,炮口动能可达 6.4MJ。

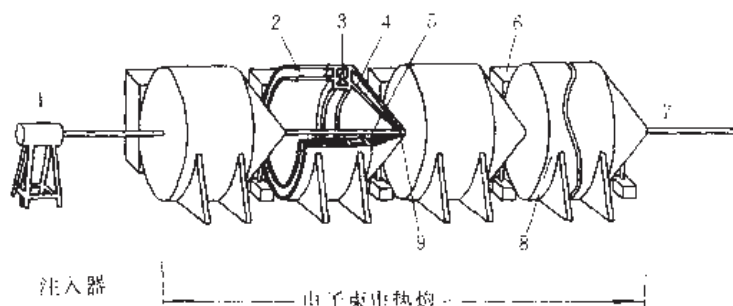


图 5-20 多级电子束电热炮

1—轻气炮；2—水介质脉冲成形线；3—开关；4—水传输线；

5—导引管；6—麻克斯发生器；7—炮管；8—单元组件；9—二极管。

然而,由于目前产生电子束的强流脉冲电子束加速器仍然较复杂和庞大,且产生电子束的效率仍较低,因此目前电子束电热炮还不可能用于实战。本节之所以对其原理进行探讨,是因为电子束能量转变成弹丸动能的效率较高,且能将小弹丸加速到 10^2km/s 的速度;在实验室进行核聚变碰撞研究和其它高速碰撞研究,由电子束驱动的电热炮仍有其应用价值。

5.7 随行电极电热炮

5.7.1 长弧电热炮

为了有效地利用炮管长度,期望在整个加速过程中弹底压力均保持较高值,这就要求加速力能长时间地作用于弹丸。因此,要求电热炮保持长脉冲放电,以实现长时间的加速。若以弹丸或其后电极为一放电电极时,则长时间放电必然导致电弧的伸长。

首先讨论使用长电弧的理论依据。图 5-21 是普通电热炮的能流图,传给炮的电能 W_e 增大了推进剂的内能 U ,除通过壁的热传导损失能量 Q 外,推进剂把能量传给了弹丸;而弹丸的能量又分为两部分,一是弹丸的动能 W_k ,另一部分变为摩擦损失 W_f 。因此电热炮的能量平衡方程是

$$W_e = U + Q + W_k + W_f \quad (5-124)$$

为了简单起见,忽略传导出来的热量 Q 和摩擦损失 W_f ,并假定电燃烧的推进剂产物是理想气体,则它的内能

$$U(t) = 0.5\lambda p(t)A_0 l_w \quad (5-125)$$

式中 λ ——推进剂气体的粒子自由度;

l_w ——弹后瞬时体积的长度。

而弹丸动能和压力分别为

$$W_k(t) = 0.5m_p v_p^2(t) \quad (5-126)$$

$$p(t) = F_p(t)/A_0 = [m_p a(t)]/A_0 = \text{常量} \times a(t) \quad (5-127)$$

而气体的压力

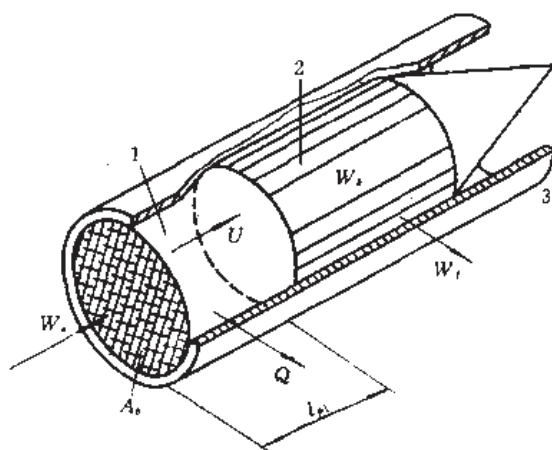


图 5-21 电热炮的能流
1—推进剂, 2—弹丸, 3—炮管。

$$p = \rho_g kT \quad (5-128)$$

式中 ρ_g ——推进剂气体的密度。

压力线性地依赖于温度和密度。若在恒压力状态下加速, 则加速度必然是恒加速度, 此时有 $v_p(t) = at, l_w(t) = 0.5at^2$; 则式(5-125)和式(5-126)变为

$$U(t) = 0.5\lambda p A_s \times 0.5 \times at^2 = \text{常量} \times t^2 \quad (5-129)$$

$$W_s = 0.5m_p(at)^2 = \text{常量} \times t^2 \quad (5-130)$$

在方程(5-129)和(5-130)中, U, W_s 量都正比于时间的平方。若忽略 Q 和 W_r , 由方程(5-125)可见, 向电热炮输入的总能量 W_e 也必须正比于 t^2 。因此提供给电热炮的电功率

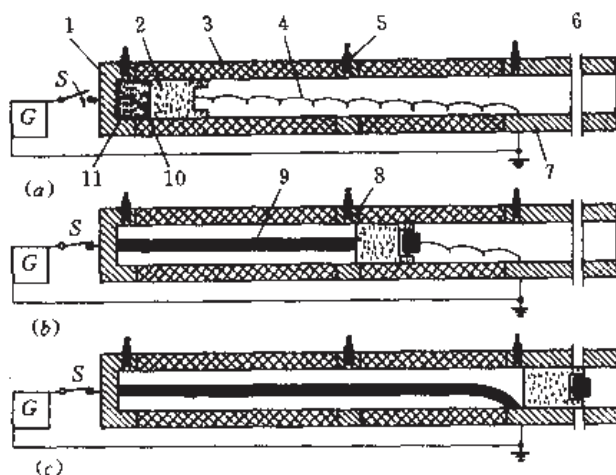
$$P_e(t) = dW_e/dt = \text{常量} \times t \quad (5-131)$$

可见, 向电热炮输入功率应与时间成正比地增加。满足这个条件的方法之一就是: 在加速期间使放电电弧伸长, 并在电弧伸长期使电弧上的电压随之提高, 从而保证功率能正比于 t 增大。基于这种指导思想, 便产生了如下的长电弧电热炮(图 5-22)。

长弧电热炮由两段绝缘材料的炮管做成, 一端用高压电极密封起来, 另一端的筒状电极接地。两端绝缘管用一钢环分开。通过闭合开关 S 把电源 G 的电压加到炮两电极上。在炮管内, 弹丸和地电极间用一金属导线连接。在弹丸后面的体积内充满某种流体工质或推进剂, 如图 5-22(a) 所示。在实心或中空金属弹丸的尾部和炮尾的高压电极间用一细的引燃导体(丝或箔)连接。当电流经过高压电极、引燃导体、弹丸和弹丸前面的导线回到接地电极时, 放电电路上升的电流加热或爆炸引燃导体, 使流体工质快速气化或变成等离子体, 建立起压力脉冲, 此压力驱动弹丸前进并拉长放电电弧。压力探测器放在高压电极和接地电极内, 也可放在中间的钢环内。图 5-22(b) 表示弹丸运动已通过钢环。弹前导线向弹丸前的洞穴内收缩。当弹丸尾部进入接地电极区域后, 电弧从弹丸尾部转向接地电极, 电弧的伸长便结束, 如图 5-22(c) 所示。

根据上述的原理, 菲因(Fien)等设计出一门 1.6m 长的长弧电热炮, 并给出了详细的结构图^[18], 其绝缘管是由内衬管和外套管组成的双层结构, 此举的目的是为当衬管被破坏时能方便地替换衬管而不报废套筒; 电极用钨制成。

由于长弧电热炮的功率必须与时间成正比, 并且要求电弧伸长期电压应当升高, 所

图 5-22 长弧电热炮工作原理^[18]

1—高压电极;2—弹丸;3—绝缘体;4—弹前导线;5—压力探测器;6—钢炮管;

7—接地电极;8—钢环;9—电弧;10—引燃用导体;11—流体力质。

以对它的电源要求较高。图 5-23 是这种炮的一种电源,它由电感储能装置组成,在 t_0 时刻接通电源,电感 L 开始充电,电流 i_1 增加;当 i_1 达到峰值时刻(t_1)时,使断路开关 S_1 动作,由于 S_1 吸收一些能量,换向期间电流有轻微降低。在 t_2 时刻接通开关 S_2 ,电流 i_1 被转换到负载 R_L (电热炮)上,电流的减少程度取决于负载电阻 R_L (电弧)的欧姆加热程度。当炮不需要 i_2 时,在 t_3 时刻将 S_3 开关闭合,把负载旁路掉。 t_3-t_2 便是电弧伸长的时间, i_2 便是电热炮电弧所用之电流。

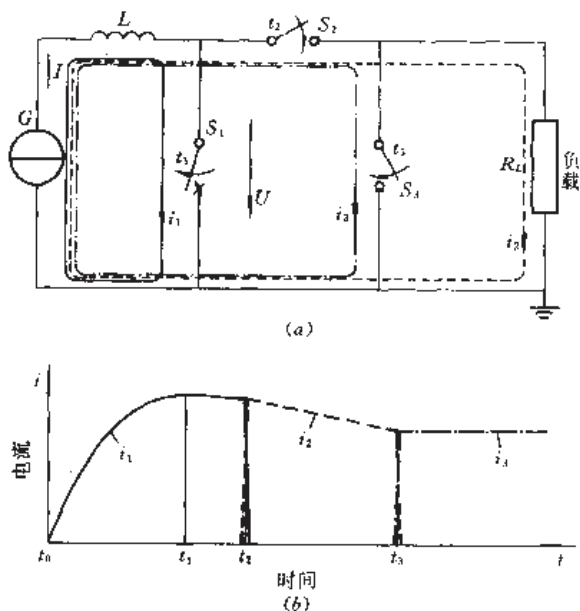


图 5-23 电源系统及其电流输出

(a) 电路; (b) 各工作阶段电流输出。

日前,对长弧电热炮用 29kV 的电源做了实验^[18],已把 32g 的弹丸加速到 1370m/s 的炮口速度,其效率达 15%。

这种长弧电热炮能产生很长的驱动压力脉冲,且脉冲形状是平顶的。在使弹丸行进的 800mm 的距离上,电弧持续不断,保持压力幅值在 100MPa 以上。因此炮要求电源能提供毫秒级宽的电脉冲,输出电压随时间而上升,输出功率必须与时间成正比地增加。

文献[19]给出另一种长弧电热炮的详细结构和使用、制做的详细说明。

5.7.2 电热弹丸型电热炮

另一种随行电极电热炮是在弹丸内进行等离子体加热的。这种电热炮如图 5-24 所

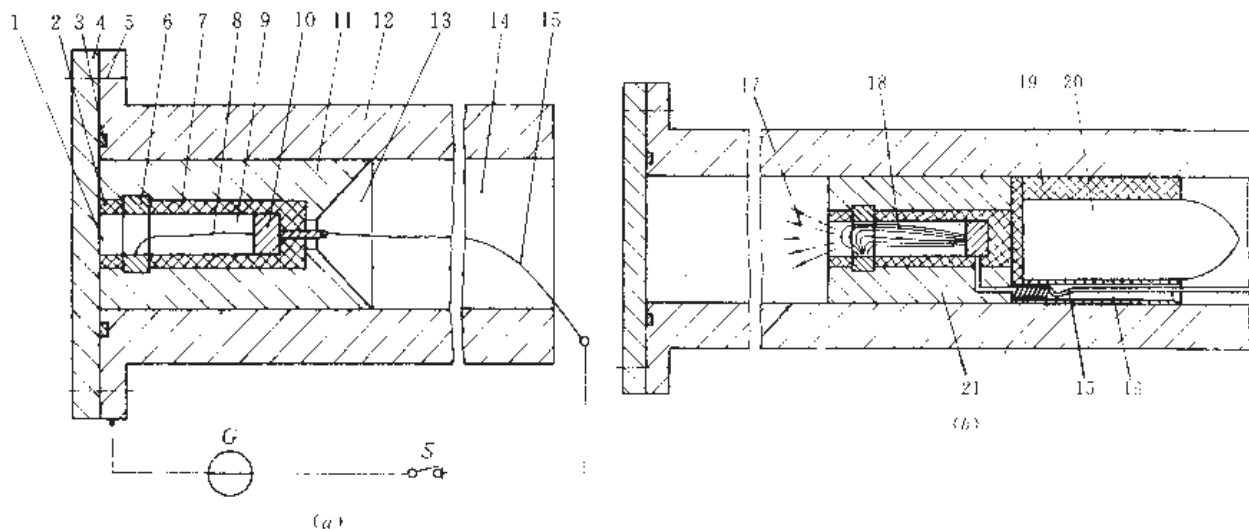


图 5-24 电热弹丸型电热炮^[20]

(a)普通结构;(b)改进的结构。

- 1—弹丸喷嘴口;2—绝缘环;3—密封圈;4—炮门;5—紧固件;6—环形电极;7—帽状绝缘体;
8—金属丝;9—弹丸腔;10—内电极;11—弹丸;12—炮管;13—漏斗状接收腔;14—炮口;
15—外绝缘导线;16—接收腔;17—等离子体;18—电弧;19—弹托;20—弹丸;21—“药筒”。

示。其中两个电极均固定在具有绝缘壁的弹丸腔内。一个环形电极通过弹丸的金属壳与炮管接通,另一个电极用软的外绝缘导线与电源相连接。弹丸前端用电极封闭;另一端开口,以便在弹丸腔内由放电电弧产生的等离子体能喷出来。两电极可用轻金属铝或锂做成。弹丸内的帽状绝缘体和绝缘环由低分子量的电介质做成。通常以电弧烧蚀和蒸发电极、绝缘体材料而产生等离子体。也可在弹丸腔内两电极间接金属丝或箔,并在其周围充填其它的轻质电介质材料作工质。放电产生的高温高压等离子体向尾部喷射,使弹丸向前运动。在加速过程中,外绝缘导线被弹丸上的漏斗状接收腔收入其内,当弹丸飞出炮口时此导线自动断掉。

在图 5-24(b)中,被加速的是一个弹丸组件,其中原图 5-24(a)所示的弹丸,在这里相当于一个“药筒”,弹丸组件前部才是弹丸。此处的弹丸由弹托包围着,弹托由两块合在一起的。在一块弹托上开有导线接收腔。当弹丸出膛后弹托分开脱落,导线自动拉断。弹托可以是任何材料的。

5.8 药室放电型电热炮

5.8.1 单电极对型

以一对电极药室放电的电热炮是电热炮家族中最早诞生的成员,既古老又简单,如图 5-25 所示。在燃烧室内装填固态工质(推进剂),燃烧室前的炮管内置有弹丸,电源通过主电极大电流脉冲放电,在两主电极间形成高温电弧和高温高压力的等离子体柱。等离子体柱径向地向周围膨胀,把燃烧室内的固态工质加热至高温,使其相变和分解,变成高温高压气体。像常规火炮那样,气体膨胀的压力推动炮管中的弹丸前进。

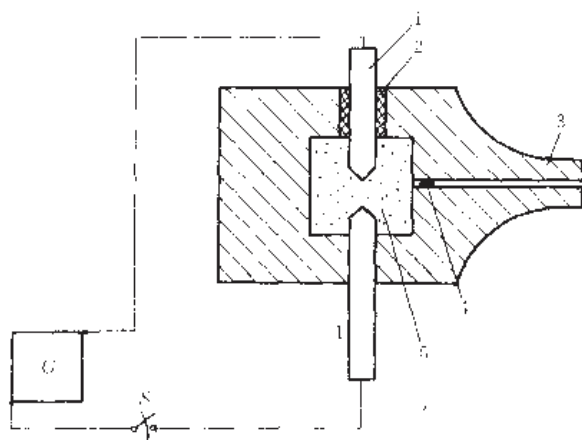
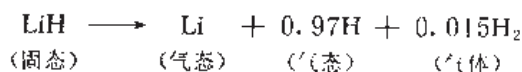


图 5-25 单电极对药室放电型电热炮

1—主电极;2—绝缘体;3—炮管;4—弹丸;5—工质和燃烧室。

所使用的推进剂工质应当是低分子量的物质,以便产生低分子量的气体。原则上,在燃烧室内也可充以氢或氦气,但实际上在一小体积的电热炮中使用轻气体是困难的。因此,在这种炮中多使用固态推进剂(有时也用液态的)。使用固态推进剂要比用液态的方便。例如使用氢化锂,当它被放电电弧加热到 $2 \times 10^4 \text{K}$ 时,将以这样的化学反应式相变和分解,即



产物的平均分子量是 4.06,这与氦气的平均分子量(4.003)相差不多。 LiH 分解后具有的定压热容 $c_p = 21.96 \text{J}/(\text{mol} \cdot ^\circ\text{C})$,定容热容 $c_v = 12.68 \text{J}/(\text{mol} \cdot ^\circ\text{C})$,其比热比 $\gamma = c_p/c_v = 1.56$;而氢气, $c_p = 20.81 \text{J}/(\text{mol} \cdot ^\circ\text{C})$, $c_v = 12.47 \text{J}/(\text{mol} \cdot ^\circ\text{C})$, $\gamma = 1.67$ 。之所以考虑气体比热比这一重要物理量,是因为它标志着提供相应温升的热容比,能衡量气体推进弹丸的能力。由上述分析可知,使用 LiH 作这种炮的工质是合适的。

这种炮要求电流呈直角三角形的波形(见第七章)。若用电容器组作电源,放电回路为 L-R-C ,这种电路的分析方法先前已经做过介绍^[4]。

图 5-25 是工作原理图,作为向实用过渡应当进行改进^[1]。为了在足够高的压力下电极不被推出或毁坏,在实际设计中常把炮管及其外套作为一个电极。为了提高燃烧室的许用压力,可用内外两层壁组成燃烧室,并用高强度的现代复合绝缘材料制做燃烧室壁,以

提供电绝缘和抑制材料的惯性膨胀。燃烧室外壁有时用钢材制成,以包围和紧固内燃烧室,使其能承受更高的压力。内燃烧室必须用绝缘材料,选材时还应考虑耐高温和烧蚀的问题。炮管也可用两层材料做成。

这种普通间热电炮是最简单和最原始的电热炮,尽管今天人们很少研究它,但它在电热炮发展中起到过重要作用。

5.8.2 多电极对型

一对电极药室放电的电热炮的最大缺点是因单脉冲放电,导致膛内峰值压力与平均压力之比过大,难以获得平顶的宽脉冲压力波形;而内弹道学希望获得恒定的膛压,因为不变的膛压能大大提高炮的效能。为了克服上述缺点,采用图 5-26(a)所示的电热炮装置,有可能获得近似图 5-26(b)所示的压力波形。

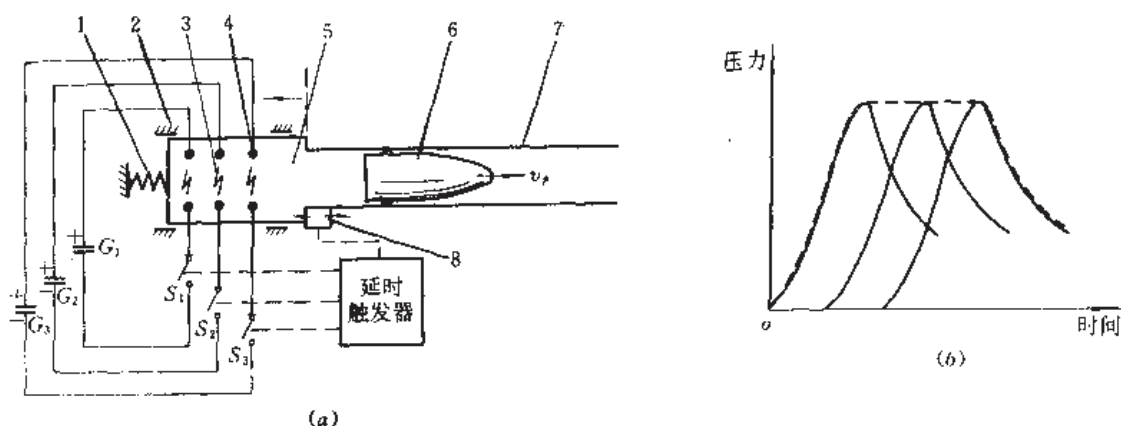


图 5-26 多电极对药室放电型电热炮^[21]

(a)炮装置示意;(b)理想的膛压波形示意。

1—反后坐弹簧;2—支撑;3—放电电极;4—电极;

5—药室(等离子体室)和工质;6—弹丸;7—炮管;8—加速度传感器。

在多电极对型药室放电的电热炮中,虽然药室内装填的工质可以是低分子量的固态工质,但更可取的是低分子量的气体(如氮气)。延时触发器根据需要控制、触发开关 S_1 、 S_2 和 S_3 ;电源 G_1 、 G_2 和 G_3 先后通过各自的电极对在药室内放电,放电电弧电离附近的氮气成等离子体并继续加热,等离子体向周围辐射和传导热量,使周围的氮气离解和被加热,过热的氮气膨胀,推动弹丸沿炮管运动。

在这种炮中,弹底受到的压力持续时间近似三个脉冲的半宽度,三个压力脉冲叠加形成平顶脉冲,图 5-26(b)表示了这种多脉冲的合成情况。长时间不变的膛压正是内弹道学所希望的。

5.8.3 药筒型

为了能像常规火炮那样装填方便和延长燃烧室的寿命,可把固态工质和电加热器件都放在药筒内,如图 5-27 所示。

这种炮有两个明显的优点,一是后膛无烧蚀;二是药筒能像常规火炮那样更换,操作

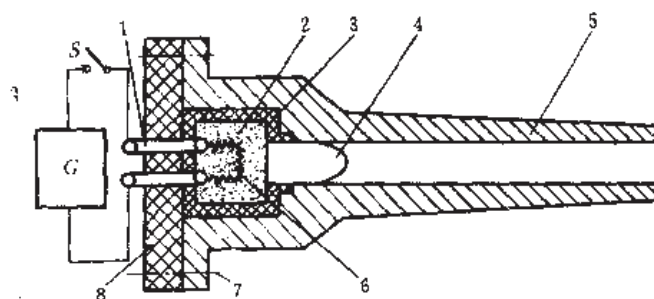


图 5-27 药筒型电热炮原理示意

1—电极（一对）；2—轻质工质；3—药筒；4—弹丸；5—炮管；

6—电加热线圈（如金属丝）；7—连接紧固件；8—绝缘后盖板（“炮尾”）。

简单。但它存在一个非常高的压力，使药筒和炮膛受力状态不佳。若能改善电加热线圈和工质间的传热情况，有可能使压力峰值减小。

这种炮对弹丸产生的推力是由被电加热的工质气体产生的压力引起的，而热气体是由焦耳热产生的等离子体所加热的。

这种电热炮依然使用类似常规火炮的药筒，只是其内有电加热线圈，药筒壳用高强度且绝缘的聚碳酸酯材料做成，筒内装满富氢的轻质工质，其分子式近似 $(CH_2)_n$ 。外电极和药筒的电极对应连接机构的设计要求高，既要连接方式简单可靠，又要接触电阻小。它的工作程序是，首先装入带弹丸的药筒，然后封闭后膛，最后闭合开关并点火发射。

对于这种炮，应建立一个简单的理论模型，以表述它的主要性质。根据炮的工作原理和结构，假设膨胀是等熵的和推进气体的加热是瞬时的。对于单原子气体（比热比 $\gamma=1.67$ ），在无限长的膛内，加速度、速度和运动距离分别为^[22]：

$$a = p_{s0} A_b (1 + \bar{t})^{5/4} / m_p \quad (5-132)$$

$$v_p = 3C_{s0} [1 - (1 + \bar{t})^{-1/4}] \quad (5-133)$$

$$x = \frac{3}{4} m_p C_{s0}^2 \{ 3\bar{t} + 4[1 - (1 + \bar{t})^{3/4}] \} / (p_{s0} A_b) \quad (5-134)$$

式中 C_{s0} ——气体初始声速；

p_{s0} ——弹底初始压力；

$$\bar{t} = 4 p_{s0} A_b t / (3 m_p C_{s0})。$$

关于弹丸的加速度 a 、速度 v_p 和气体膨胀比 n_p 作为无量纲时间的函数表示在图 5-28(a)中。从加速度的趋势可见，存在一个非常大的初始压力。

图 5-28(b)表示出这种炮的效率和弹丸速度之间的关系，此处的效率定义为弹丸动能与电源电能之比。可见，这种炮的效率随速度增加而减小，看来这种电热炮工作在更高的速度时有困难。图中“×”表示用变化弹丸质量和药筒内的工质成分而获得的实验数据。

图 5-28(c)表示每次发射时电压和电流随时间变化趋势，除第一半周上升期间电阻加热时其值变化引起电压电流波动外，基本是 L-R-C 电路正弦衰减变化。由于电阻较大，电压和电流的相位差较小，且幅值衰减很快。

为了对物理现象和炮性能有更深入的认识，需要进一步改进模拟和诊断方法，以获得更精确的与理论值比较、分析的实验数据。同时，必须建立更完善的电加热的理论模型。

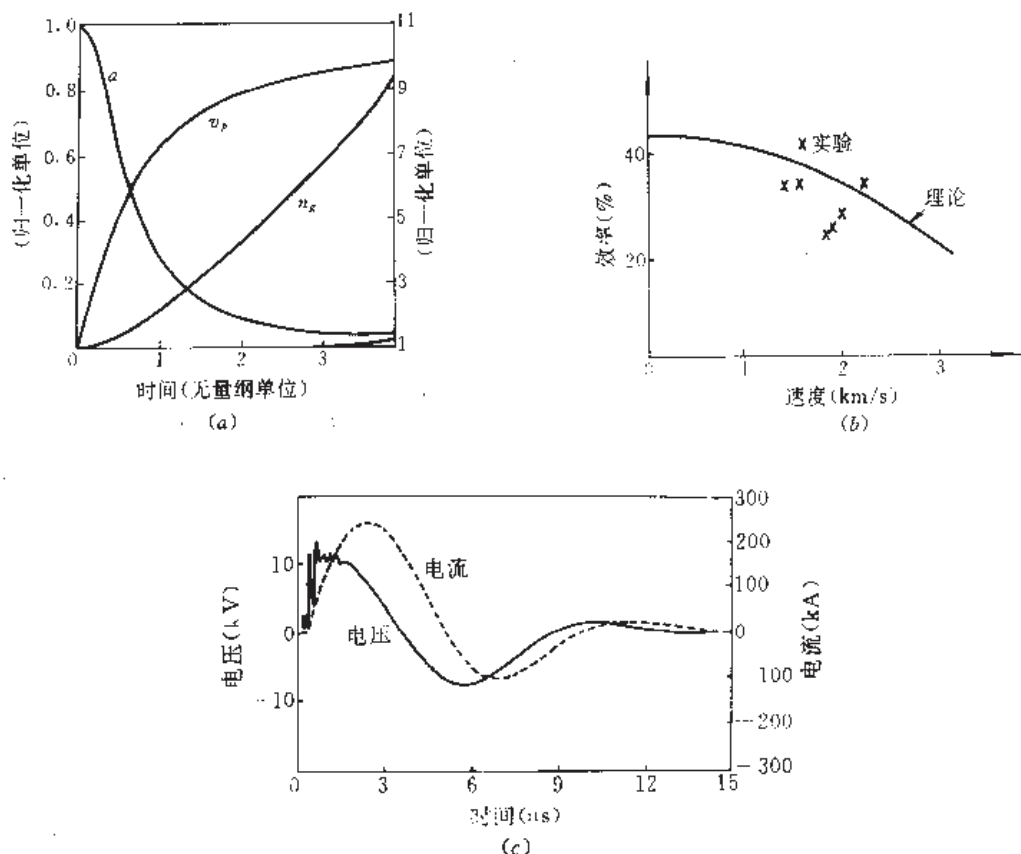


图 5-28 药筒型电热炮的主要特性

(a) α , v_p 和 n_x 变化; (b) 效率和速度关系; (c) 电容器电源放电的电流和电压。

5.9 液态工质 CAP 炮

间热式电热炮的工质有两类,一类是产生等离子体的第一工质,另一类是能被等离子体离解的第二工质。第二工质又有固态和液态之分。同一种间热炮常常可用液态、固态或气体工质分别工作。本节研究燃烧增强等离子体(CAP)间热炮。从目前的试验结果来看,液态工质的 CAP 炮性能更佳。故本书以下只介绍液态工质的 CAP 炮,并简称其为 CAP 炮。至于固态工质的,可触类旁通。

简言之,CAP 炮是由放电管(或等离子体管)产生高温高压等离子体,并将其喷入到附近的液态工质(或工作流体)内,使流体离解成高压气体从而推动弹丸的,其工作原理和结构如图 5-29 所示。

CAP 炮有四个主要部分,即提供电能的电源(图 5-29 未示出)、产生等离子体的毛细管(也称放电管或等离子体发生器)、容纳工作流体的燃烧室、容纳弹丸的炮管。在丝引爆式的 CAP 炮中,放电管内的金属导体(丝或箔)被电爆炸产生初始等离子体,后续的等离子体是由继续放电电弧烧蚀、电离管壁而提供的。在介质击穿式 CAP 炮中,放电管内充填球状的第一工质,高电压使电源沿这些小球的间隙击穿放电,放电电弧首先电离这些球状工质成等离子体,同时也烧蚀管壁(如聚乙烯),继续提供等离子体;小球状的第一工质可

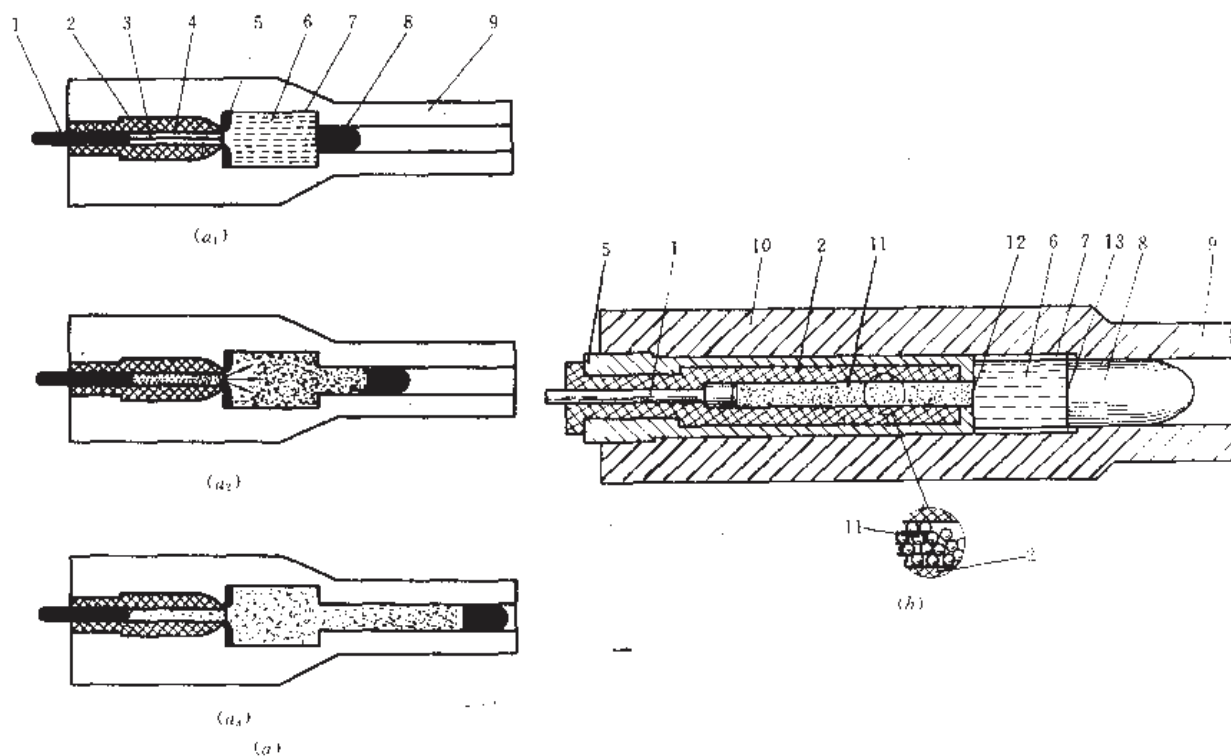


图 5-29 液态工质的 CAP 炮

(a) 丝引爆式; (b) 介质击穿式^[29]。

1—电极 I; 2—放电(等离子体)管; 3—爆炸丝; 4—毛细管通道; 5—电极 II; 6—工作流体;

7—燃烧室; 8—弹丸; 9—炮管; 10—加固筒; 11—第一工质; 12—隔膜板; 13—弹底密封膜。

使用氢化锂材料制做。当高功率脉冲电源在放电管内建立起高温、高压等离子体后,等离子体冲破隔膜板而射向燃烧室内的工作流体(包括氧化剂),而等离子体的能量把流体离解成气体,此高压气体膨胀使弹丸加速。由此可见,在液态工质的间热炮中,加速弹丸的能量全部或部分来自电源的电。控制电功率的输入便可调节等离子体的产生数量和持续时间,从而控制等离子体与工作流体的相互作用,因而能获得恒定的膛压力并由此获得最佳的弹丸速度。另一方面,选用能产生低分子量气体的工作流体,可减少消耗在加速气体中的能量,从而提高炮的效率。这两点是电热炮工作的理论基础。

之所以采用细放电管放电,是因为细管能有效地把电能耦合成等离子体的热能和动能,使等离子体的温度达到 $10^4 \sim 10^5 \text{K}$,在放电管内具有 100MPa 以上的压力。热等离子体流可用放电管壁的烧蚀情况来衡量。放电管壁使用低原子量材料的另一目的,是为保证在稳定的电压(或电流)放电时能出现稳态工作的等离子体。第一工质产生的等离子体射入第二工质(如 H_2O_2 、 CH_2 等)后,与第二工质混合并把能量传给第二工质,它的原来温度要降低一个量级。也可用多个等离子体注入器从燃烧室外侧径向地朝内喷入等离子体而加热工作流体(此时炮结构应当改变)。

为了深入地认识 CAP 炮的工作特性,必须把电路参量、等离子体的产生和内弹道因素诸方面联合在一起建立模型分析。首先应当认识放电管内等离子体状态模型(亦适用于 5.3 节的细管放电情况)。

5.9.1 放电管等离子体性状模型

一、西尔韦斯特(Silvestre)模型

它能回答烧蚀材料如何从径向转变为轴向流,磁力在磁不稳定性方面所起的作用,压力波对等离子体产生的影响。假设管内非稳定的可压缩的等离子体流是层状辐射和热传导的,具有粘滞流特性,则对轴对称坐标,可用纳维尔-斯托克斯(Navier-Stokes)方程^[24]来描述,即其质量、动量[式(5-136)和式(5-137)]和能量方程分别为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\rho_i) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho_i v_r) + \frac{\partial}{\partial x}(r\rho_i v_x) = 0 \quad (5-135)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r\rho_i v_r) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho_i v_r^2) + \frac{\partial}{\partial x}(r\rho_i v_r v_x) = & -r \frac{\partial p_i}{\partial r} + r(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_r \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[r\mu_i \left(\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left(2r\mu_i \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - 2\mu_i \frac{v_r}{r} \end{aligned} \quad (5-136)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r\rho_i v_x) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho_i v_r v_x) + \frac{\partial}{\partial x}(r\rho_i v_x^2) = & -r \frac{\partial p_i}{\partial x} + r(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_x \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(2r\mu_i \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left[r\mu_i \left(\frac{\partial v_x}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (5-137)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r\rho_i U_i) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho_i H v_r) + \frac{\partial}{\partial x}(r\rho_i H v_x) = & r(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}) - \frac{\partial}{\partial r} \{ r[(\Phi_q)_r + (\Phi_0)_r] \} \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \{ r[(\Phi_q)_x + (\Phi_0)_x] \} + \frac{\partial}{\partial r} \left[r\mu_i \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial r} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial x} + 2v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[r\mu_i \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial x} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial r} + 2v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (5-138)$$

式中 r —— 径向坐标;
 x —— 轴向坐标;
 ρ_i —— 等离子体密度;
 v —— 等离子体速度;
 p_i —— 等离子体压力;
 μ_i —— 摩擦系数;
 Φ_q —— 传导热流量;
 Φ_0 —— 辐射热流量;
 H —— 等离子体的焓;
 U_i —— 等离子体总能量;
 E —— 电场强度矢量。

随着管壁被烧蚀,壁(r_0)上的质量逐渐加入到等离子体内。在稳态情况,来自壁烧蚀的质量流(每单位面积单位时间通过的质量)

$$m_w = \rho_i v = \frac{(\Phi_q + \Phi_0)_w}{\Delta H_s} \quad (5-139)$$

式中 ΔH_s —— 气化焓,或接近 r_0 处的等离子体焓和冷壁材料焓之差。

在许多情况下,被壁吸收的热通量 $(\Phi_q + \Phi_0)_w$ 是很高的。当放电时间至少是数十微秒时,有关稳定性的假设是正确的。

放电管半径 $r_0(t, x)$ 随时间变化, 遵从

$$\frac{dr_0(t, x)}{dt} = \frac{\left[(\Phi_0 + \Phi_q)_r - \frac{\partial r_0}{\partial x} (\Phi_0 + \Phi_q)_x \right]}{\rho_s \Delta H_v} \quad (5-140)$$

式中 ρ_s ——固体壁材料之密度。

若把等离子体看作是准中性的局部热平衡理想气体, 它的平均电离度 \bar{Z} 可用萨哈 (Saha) 方程的一个迭代解获得。考虑到连续性降低和电子简并性, 并把重粒子的密度用 n_0 表示, 则关于压力的状态方程

$$p_i = n_0(1 + \bar{Z})kT \quad (5-141)$$

式中 k ——玻耳兹曼常数。

比能 e 的状态方程为

$$e = \frac{3}{2}n_0(1 + \bar{Z})kT + e_{r,v} + e_d + e_i \quad (5-142)$$

式中 $e_{r,v}$ ——分子旋转和振动贡献的比能;

e_d ——分子离解贡献的比能;

e_i ——原子电离的比能。

$e_{r,v}$ 、 e_d 、 e_i 和 \bar{Z} 都是 n_0 和温度 T 的函数。

热辐射在高压电弧等离子体中起决定性作用。对于近似平衡扩散的边界, 反射的不透明等离子体的热传导和热辐射方程分别为:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_0 &= -\nu f_{lm}^s \nabla T \\ \Phi_q &= -\frac{16}{3}\sigma_{SB}l_R T^3 f_{lm}^s \nabla T \end{aligned} \right\} \quad (5-143)$$

式中 l_R ——罗塞尔兰德 (Rosseland) 平均自由程;

σ_{SB} ——斯忒藩-玻耳兹曼 (Stefan-Boltzmann) 常数;

f_{lm}^s ——热传导通量限制因子, $f_{lm}^s = \{1 + \nu |\nabla T| / [(kT)^{3/2} (f_i n_e / \sqrt{m_e} + n_0 / \sqrt{m_0})]\}^{-1}$;

f_{lm}^s ——热辐射通量限制因子, $f_{lm}^s = [1 + 16l_R |\nabla T| / (3T)]^{-1}$ 。

其中, ν 是粘度, m_e 和 n_e 分别为电子的总质量和粒子密度, m_0 是重粒子的总质量, f_i 是热通量限制器的一阶常数。

可以给定和假设以下边界条件: 假定后面的电极不移动和在绝热条件下工作, 管壁的边界条件是由恒定温度 (约 $T=3000K$) 和不变的烧蚀所决定; 等离子体流与燃烧室内的流有联系, 后者应采用内弹道模型来计算。为了简单起见, 这里假定把一个同样的管子在前电极后面与放电管相连接, 选取这个管子出口的边界条件为 $T=3000K$ 和 $\Delta p_i \approx 0$ 。出口的边界条件将严重地影响两电极间区域内的计算结果。

把微分方程 (5-135) 至 (5-138) 和 (5-140) 组成的方程组用矢量记法写成如下形式^[24]:

$$\frac{\partial}{\partial t}[rM] + \frac{\partial}{\partial r}[rP] + \frac{\partial}{\partial x}[rW] + D = \Omega \quad (5-144)$$

式中, M 、 P 和 W 分别表示质量、动量和能量方程中的相应量; D 是常数; Ω 是源项, 由管壁烧蚀而引起的。

为了数值求解, 把坐标 (t, r, x) 变换成 (τ, θ, ζ) , 以使网孔点数和径向网孔间距不变化,

加之前面对移动壁上的边界条件已简化,这样就可给出具体的坐标变换: $\tau=t, \theta g(\tau, \zeta)=r, \zeta=x$, 其中 $g(t, x)=g(\tau, \zeta)=r_0(t=0, x)/r_0(t, x)$, 这里 $r_0(t, x)$ 代表变化的壁半径。式(5-144)中的求导数应当用下面运算符号代替, 即

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial \tau} - \theta \frac{\dot{g}}{g} \frac{\partial}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial}{\partial r} &= \frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial \zeta} - \frac{1}{g} \frac{2g}{\partial \zeta} \frac{\partial}{\partial \theta} \end{aligned} \right\} \quad (5-145)$$

接近壁的区域是一个边界层结构, 仅能在一很小的长度上变化, 因此网孔间距一定连续变化。径向坐标的附加变换 $y=y(\theta)$, 提供了均匀的网孔间距。方程(5-144)的数值解可使用麦克马克(MacCormack)显式有限差分方法求得。

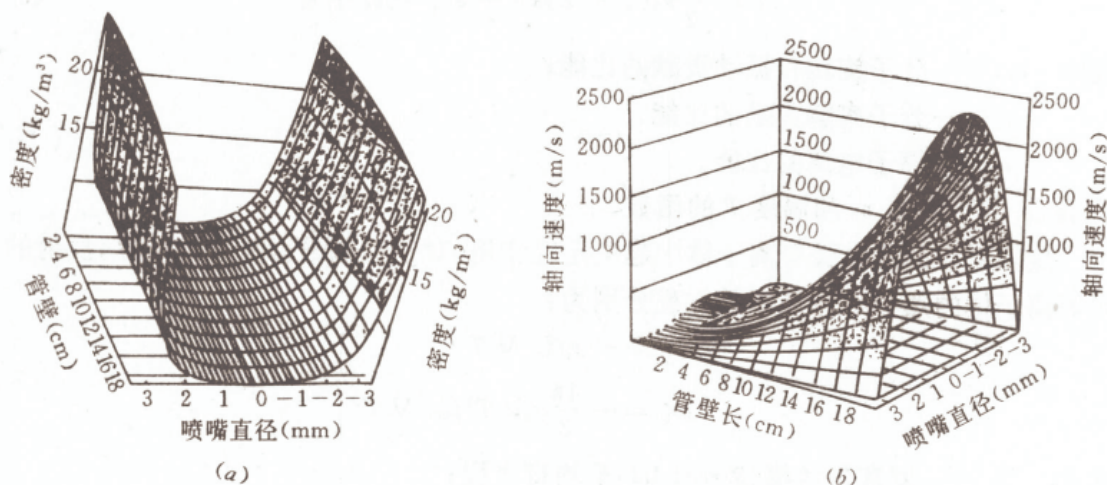


图 5-30 放电管内等离子体状态之两种

(a) 密度空间分布; (b) 轴向速度空间分布。

西尔韦斯得等^[24]使用上述的方程、边界条件和数值方法, 计算了长 0.2m 和半径 3.5mm 放电管内的流场, 在忽略磁场强度影响和给出一假定电流的条件下, 输入适当的数据, 获得了峰值电流时刻放电管内的等离子体温度、密度、压力、轴向和径向速度的空间分布曲面^[24], 如图 5-30 所示。

二、洛布-卡普兰(Loeb-Koplan)方法

上述数学模型较复杂, 现在用直观且简单的方法来描述放电管内的等离子体性状。为此, 首先假设等离子体具有光学厚度, 可以看成是黑体, 而且在等离子体和管壁间的热交换主要由热辐射引起; 二是把放电管简化成集中参数的型式, 即那里的任何变量(如压力或温度)沿管无空间变化; 三是等离子体来源于放电管内的一个聚乙烯衬管的烧蚀, 并且等离子体由部分电离的氢和碳组成; 四是等离子体电阻由斯皮策理论给出。

这样, 就可写出放电管的质量平衡方程^[25]:

$$\frac{dm_i}{dt} = 2\pi r_0 l_i \rho_s \frac{dr_0}{dt} - q_{im} \quad (5-146)$$

式中 l_i —— 聚乙烯衬套长度;

m_i —— 等离子体质量;

q_{im} —— 从放电管到燃烧室的质量流速率。

假若把声速条件加到喷嘴,并且对放电管向外流动的等离子使用标准的稳态喷嘴流动理论:

$$q_{im} = \varphi p_i \pi r_0^2 / \sqrt{RT_i} \quad (5-147)$$

式中 R —— 气体常数;

φ —— 由下式确定的参数(其中 γ 为比热比),

$$\varphi = \{ \gamma [2/(\gamma + 1)]^{(\gamma+1)/(2(\gamma-1))} \}^{\frac{1}{2}} \quad (5-148)$$

考虑上述假设和忽略向聚乙烯管壁内传递的热量,则在聚乙烯管表面上的能量平衡方程

$$\sigma_{sb} T_i^4 = \rho_s [Q_s + c_{vi}(T_i - T_s)] \frac{dr_0}{dt} \quad (5-149)$$

式中 Q_s —— 聚乙烯衬管气化潜热;

T_s —— 聚乙烯衬管表面的温度;

c_{vi} —— 等离子体定容比热。

由于欧姆加热和等离子体通过喷嘴进入燃烧室时有能量损失,所以等离子体的能量平衡应为

$$\frac{d}{dt}(m_i c_{vi} T_i) = I^2 R_i - q_{im} c_{vi} T_i - m_i c_{vi} \frac{dT_i}{dt} \quad (5-150)$$

等离子体电阻 R_i 取决于放电管尺寸和等离子体温度(根据斯皮策定律):

$$R_i = \frac{\zeta}{r_0^2} l_i T_i^{-3/2} \quad (5-151)$$

式中 ζ —— 取决于电子-中性分子和电子-离子碰撞频率或等离子体电离度的参量,可用萨哈方程得到。

描述放电管内等离子体行为所需的最后一个方程是状态方程:

$$p_i = \rho_i T_i (1 + \bar{Z}) / Mr \quad (5-152)$$

式中 Mr —— 等离子体内的分子量。

5.9.2 燃烧室内工质的物化状态

燃烧室及其内的工质性状,对弹丸速度和对放电管工作特性有重大影响。所使用的工质除水和 CH_2 外,还可用其它物质,包括空气。从同样条件的试验中发现^[26],为提高弹丸速度,使用流体比其它要好,因此对这种炮现在都用流体工质。但使用流体工质时必须对其数量优化。另外,某些流体工质性能要比其它的一些好,如水比聚乙烯好,而 H_2O_2 又比水好。使用何种工质,主要取决于那种工质的内能含量。例如 H_2O_2 分解反应($\text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + Q_{vi}$)时,将释放较多的热量 Q_{vi} 。

流体工质在燃烧室的出现,将改变放电管电阻的曲线形状^[26],因此直接影响放电管的电特性。但是,工质的质量和种类变化对电阻曲线形状却影响不大。

从放电管来的等离子体射入流体工质(如水)的贯穿速度

$$v_{ij} = v_j / [1 + (\rho_f / \rho_j)^{\frac{1}{2}}] \quad (5-153)$$

式中 v_j ——等离子体喷出的射流速度, $v_j \approx v_z$;

ρ_j ——等离子体射流密度;

ρ_f ——流体力质的密度。

正如上述, 可把流体力质的分解看成类似整装液体发射药火炮推进剂燃烧的情况, 只是这里使用等离子体点火而已, 其燃烧室内工质的工作过程如图 5-31 所示。等离子体从放电管到燃烧室开始穿入流体力质, 产生一个热气体小腔, 如图 5-31(a) 所示。随着更多的等离子体进入和流体力质被分解, 这个热气腔逐渐增大, 那里的气体和液体压力也增加。

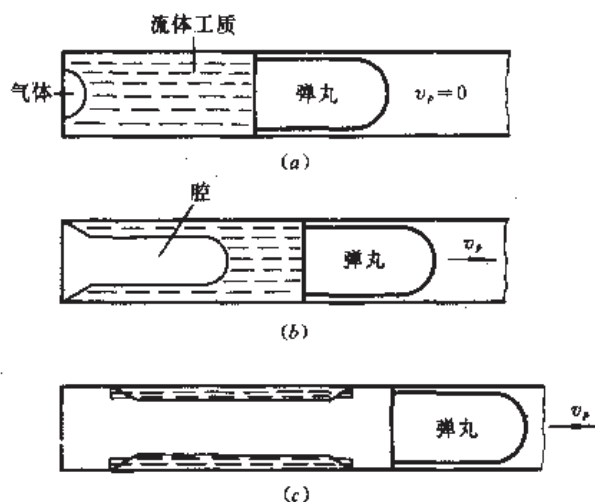


图 5-31 流体力质的分解过程

(a) 点火, 弹丸未运动; (b) 弹丸运动, 出现泰勒(Taylor)不稳定性;

(c) 内腔伸达弹底, 呈现赫姆霍尔兹(Helmholtz)混合。

在弹丸开始运动以后, 高压气体加速弹丸, 使弹丸和腔间的液体芯子产生运动, 在气-液交界面上形成不稳定性增长, 导致“泰勒腔”的发展, 如图 5-31(b) 所示。这个泰勒腔将贯穿液体体积, 如图 5-31(c) 所示, 使得存在一个环形液体体积的气-液交界面, 在其上的赫姆霍尔兹混合要保持一段时间。

实验表明, 液面分解的速度主要取决于气-液交界面两侧的速度之差。另外, 由于交界面上的扰动混合, 燃烧的面积要比液态工质的环面的几何表面积大许多。假设腔内的气体具有单一的密度和温度, 在膛底和弹底间保持-格拉兰金(Lagrangian)气体压力梯度, 液体局部与气体压力平衡, 则诺布尔-埃布尔(Nobel-Abel)状态方程可用于气体, 即

$$p_{gm} = N_m RT_g / \left(\frac{1}{\rho_g} - \eta \right) \quad (5-154)$$

式中 N_m ——气体的摩尔数;

p_{gm} ——气体的最大压力;

ρ_g ——气体密度;

η ——气体的余容;

T_g ——气体的温度。

燃烧室内气体的质量 m_g 变化速率是:

$$\frac{dm_g}{dt} = \frac{dm_f}{dt} + q_{im} \quad (5-155)$$

气体能量的变化速率,等于工质分解能量增长的速率加上等离子体进入燃烧室增添能量的速率,再加上放电管来的等离子体压缩腔气体引起的能量增长率,减去由于弹丸运动而气体膨胀引起的能量损失率,再减去给予弹丸的动能变化速率。即

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_g c_{vg} T_g) = c_{vf} T_0 \frac{dm_f}{dt} + q_{im} c_{vi} T_i + m_g c_{vg} \frac{dT_g}{dt} - A_b p_b \frac{dx}{dt} \\ - \frac{1}{6} \frac{d}{dt} [m_g (v_e^2 + v_e v_f + v_f^2) + (m_{f0} - m_f) v_f^2] \end{aligned} \quad (5-156)$$

式中 v_e —— 等离子体通过喷嘴的速度;

T_0 —— 流体工质的绝对火焰温度;

m_{f0} —— 工质的初始质量;

p_b —— 弹底压力。

假设等离子体一进入燃烧室流体工质就分解,则流体工质的分解速率

$$\frac{dm_f}{dt} = - \rho_f \beta p_{gm}^\alpha A_{ef} \quad (5-157)$$

式中 A_{ef} —— 流体工质的有效分解面积;

α —— 压力指数;

β —— 分解速度系数。

现在假设有效分解表面积 A_{ef} 正比于几何表面积 A , 则有一正比因子 k , 使 $A_{ef} = kA$, 其中 $k = c_1 + (c_1 + c_2 p_{gm}) \cdot (1 + c_3 v_e)$; 而弹丸开始运动以前, $A = 2\pi r_c^2$, 其中 c_1 、 c_2 和 c_3 都是常量, $c_1 \approx 10$, $c_2 \approx 1.4 \times 10^{-5}$, $c_3 \approx 1.7 \times 10^{-2}$; r_c 为气腔的半径。

在弹丸开始运动以前, $v_g = v_e$; 在弹丸运动之后形成一个腔, 假定从腔尾部到腔前部气体具有一线性速度分布, 则气体速度

$$v_g = (m_e v_e + 0.5 m_f v_f) / m_g \quad (5-158)$$

式中 m_e —— 通过喷嘴的等离子体质量。

因为腔被假设成圆柱形(除前端是半球形外), 故腔长度 l_c 可从气体的现有体积求得

$$l_c = \left(V_{f0} + A_b x - \frac{m_{f0}}{\rho_f} \right) / \pi r_c^2 + \frac{r_c}{3} \quad (5-159)$$

式中 V_{f0} —— 燃烧室的初始体积。

对上式时间微分, 可得到腔前端的伸展速度。上面从求气体体积入手求 l_c , 避免了先确定腔体积然后求 l_c 的困难。

应当注意, 点火开始以后形成的几何面积 $A = 2\pi r_c l_c$, 同时还有

$$\frac{dV_c}{dt} = k_s \beta p_{gm}^\alpha \quad (5-160)$$

现在已知分解期间工质如何运动, 但还应考察它的运动速度。假设射击开始后, 任意时刻流体工质的平均速度正比于弹丸的速度, 则这个速度可直观地用经验公式给出:

$$v_f = \left(\frac{m_f}{m_{f0}} \right)^k v_e / \sqrt{3} \quad (5-161)$$

式中, k 是已知的可被调整的参量(调整是为了容易地把预指结果与实验数据相配搭)。对于 $k=0$, 这个公式变成普通固体发射药火炮的集中参数内弹道模型。对于 $k \approx 1$, 推进剂开始速度较小, 但后来速度均匀增加而趋向弹丸速度(随流体工质分解部分的增多)。对于更

大的 k 值,直到几乎全部流体分解完为止,流体的速度都较小。

当气腔伸展到弹底时,液体和气体间的平均相对速度

$$v_r = 0.5(v_f(l_f/x) - v_f) \quad (5-162)$$

式中,液体工质速度 $v_f = dl_f/dt$ 。液体长度 l_f 的初始值是液柱的长度,当气腔伸展到弹底时,几何面积可用 l_f 代替 l_c 通过 $A = 2\pi r_c l_c$ 计算出。

在轴向加热的电热炮中,弹丸的运动方程

$$\frac{dv_f}{dt} = 0 \quad (5-163)$$

$$\frac{dv_f}{dt} = A_b(p_b - p_R) / [m_f + (x - l_c)A_b\rho_f] \quad (5-164)$$

$$\frac{dv_f}{dt} = A_b(p_b - p_R) / m_f \quad (5-165)$$

式中 p_R ——由于重力或摩擦引起的作用于弹上的阻力性压力。

当作用于弹丸上的压力小于 p_R 时,对此种情况可使用方程(5-163);而式(5-164)适合于腔尚未伸展到弹底的情况;方程(5-165)适合于腔已伸展到弹底之后的情况。应当注意,式(5-164)中分母附加的项,是由于流体运动充满弹丸移动而拉开的体积内所引起的。

伍德利(Woodley)^[26]使用上述的洛布-卡普兰方法和燃烧室的物态理论进行了计算,并与实验结果进行了比较,发现理论和实验结果极为吻合(图 5-32)。

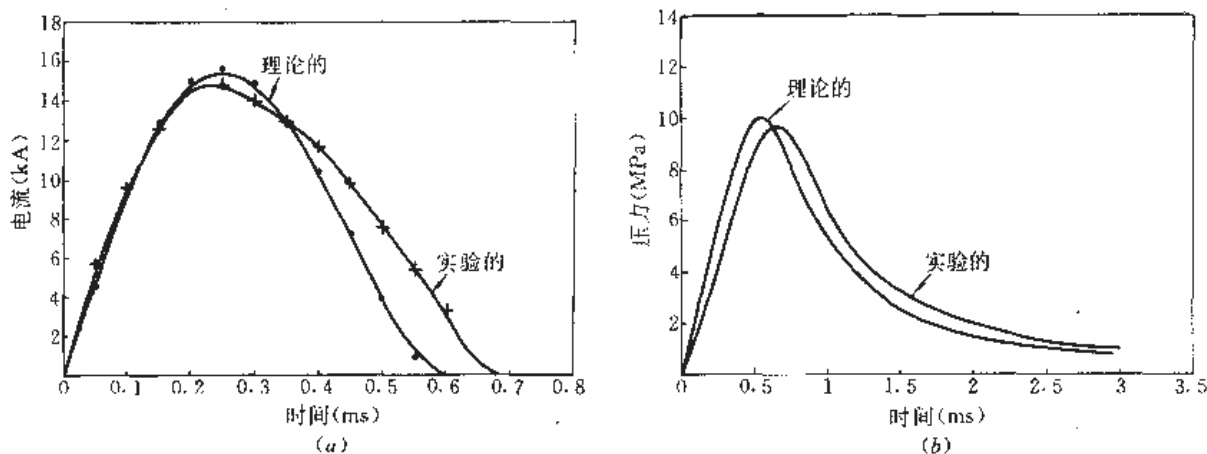


图 5-32 CAP 电热炮的特性

(a) 炮的电流; (b) 燃烧室内的压力。

5.9.3 工作流体

因为电能的输入数量和速率以及工作流体的性质是控制电热炮压力曲线和温度的主要因素,所以必须详细地研究 CAP 电热炮工作流体的类型和它的热化学特性。可用于 CAP 型电热炮的工作流体大致分三类,即吸热混合物、低放热混合物和高放热混合物,前两种统称为非高能混合物,后者叫高能混合物。若定义每克工作流体的总的可利用能量(包括电能和化学能)为有效能量密度(用它度量做功能力),则吸热工作流体混合物是其有效能量密度小于所加电能密度的一种混合物;低放热混合物的范围在有效能量密度从近似等于到外加电能密度的 20%;高放热混合物具有有效能量密度大于外加电能密度的

20%。这种划分定义表示在图 5-33 上。

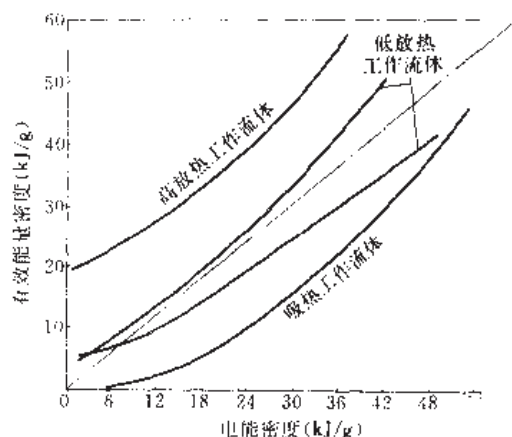


图 5-33 三类工质的有效能量与电能之关系

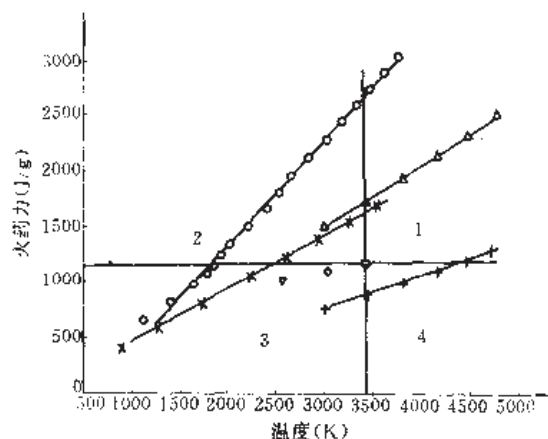


图 5-34 火药力-温度关系曲线^[27]

□JA2; ○40%LiBH₄+60%H₂O; △25%C₈H₁₈+75%H₂O₂; +—12.5%TiH₂+37.5%Al+50%H₂O;
×—H₂O; ◇—M30; ▽—M31E1。

常见的吸热工作流体混合物有六种，它们是：50%铝+50%水，水，氢化锂，5%氢化锂+95%甲醇，氢气，以及 50%氢化钛+50%水。低放热的混合物也有六种，它们是：40%氢化硼锂+60%水，甲醇，辛烷，45%氢化锂+55%水，过氧化氢，以及 12.5%氢化钛+37.5%铝+50%水。高放热混合物有五种，它们是：1845[#]液体发射药^[27]，20%氢化锂+80%过氧化氢，JA2 固体发射药^[27]，25%辛烷+75%过氧化氢，以及 20%煤油+80%过氧化氢。以下只详细地介绍这十七种工作流体中具有代表性的四种，它们是：水(H₂O)，铝(Al)+氢化钛(TiH₂)+水，辛烷(C₈H₁₈)+过氧化氢(H₂O₂)，以及氢化硼锂(LiBH₄)+水(H₂O)。

H₂O 作为吸热工作流体的代表，在等离子体作用下它能产生中等分子量的气体产物。LiBH₄+H₂O 是一种低放热的混合物，它能产生占优势的氢气(分子量极小的气体产物)。TiH₂+H₂O 也是低放热混合物，它能产生低分子量的气体产物；加入 TiH₂ 有两个目的：一是用它作为氢气“发生器”；二是使它与 H₂O 反应产生氧化钛，而氧化钛可对炮膛表面起涂覆层作用，以此防止炮膛表面被高温烧蚀。C₈H₁₈+H₂O₂ 是高放热工作流体的代表，它能产生中等分子量的气体产物。理论上，含过氧化氢(H₂O₂)的混合物能给出最大的火药力。为了分析方便起见，这里使用的过氧化氢均假设为有 100%纯度的过氧化物。

布恩特等^[27]经计算后提出了四种具有代表性混合物的组分比例：100%H₂O，25%C₈H₁₈+75%H₂O₂，40%LiBH₄+60%H₂O，12.5%TiH₂+37.5%Al+50%H₂O[相当于 50%(Al+H₂O)+50%(LiH+H₂O)]。他们计算出的四种不同组分混合物的热化特性示于表 5-1(其中 JA2 和 LP1845 作比较用)。

计算出的火药力和温度关系表示在图 5-34，其中包括上述四种工作流体和比较基准(JA2)以及常规固体发射药 M30、M31E1。图中每个数据点对应的混合物的外加电能数量分别是：LiBH₄+H₂O 在 0~17kJ/g 范围变化，C₈H₁₈+H₂O₂ 在 0~5kJ/g 变化，H₂O 在 3~10kJ/g 变化，TiH₂+Al+H₂O 在 0~5kJ/g 范围变化。经过数据点的实线是线性的最小二乘方拟合。图中分为四个区域，用发射药作中心(标准)点。区域 1 是高温(>3400K)和高

表 5-1 四种工作流体热化学特性^①

混合物	输入电能密度 (kJ/g)	温度 (K)	压力 (MPa)	火药力 (J/g)	气体 分子量	余容 (cm ³ /g)	绝指 数 γ	有效能 量密度 (kJ/g)	总气体 产物 (mol/kg)	总冷凝 产物 (mol/kg)
H ₂ O	3	917	61.92	423.1	18.015	-1.834	1.9414	0.44	55.51	0
	5	1855	174.11	856.4	18.014	0.082	1.2987	2.86		
	10	3552	381.53	1675.1	17.633	0.609	1.2035	8.23		
	15	4655	561.15	2342.2	16.526	0.826	1.1959	11.95		
	20	5533	753.27	3016.9	15.248	0.995	1.2014	14.97		
	23	6017	879.77	3447.1	14.512	1.082	1.2066	16.68		
40% LiBH ₄ + 60% H ₂ O	0	1147	190.20	657.0	4.695	1.279	1.3138	2.09	75.59	7.78
	1	1427	220.06	818.0	4.719	1.283	1.2926	2.80		
	3	1811	288.20	1072.3	6.273	1.287	1.2470	4.57		
	5	1966	331.85	1235.7	9.007	1.276	1.2296	5.38		
	10	2682	533.35	1935.1	11.425	1.372	1.2056	9.41		
	15	3510	763.29	2687.4	10.859	1.479	1.2064	13.02		
	20	4331	1003.32	3476.4	10.358	1.535	1.2087	16.66		
	23	4971	1165.36	4034.0	10.245	1.538	1.2053	19.65		
12.5% TiH ₂ + 37.5% Al +50% H ₂ O	0	3011	176.17	357.3	3.383	0.701	1.2707	2.80	31.97	7.42
	1	3423	200.96	863.9	3.386	0.701	1.2628	3.29		
	2	3812	225.44	968.5	3.430	0.704	1.2574	3.76		
	3	4162	249.22	1069.0	3.599	0.710	1.2539	4.21		
	4	4465	272.09	1164.6	3.968	0.719	1.2514	4.63		
	5	4723	294.09	1256.1	4.504	0.729	1.2496	5.03		
25% C ₂ H ₁₈ + 75% H ₂ O ₂	0	3027	375.85	1486.7	16.873	1.044	1.2348	6.33	61.00	0
	1	3432	425.48	1694.6	16.841	1.058	1.2272	7.45		
	3	4170	530.46	2078.1	16.685	1.082	1.2153	9.47		
	5	4784	624.42	2426.6	16.393	1.114	1.2173	11.16		
	10	5989	856.91	3247.1	15.335	1.211	1.2237	14.51		
JA2 固体 发射 药	0	3424	285.34	1143.9	24.886	0.991	1.2254	5.07	40.18	0
	1	3959	333.38	1333.5	24.686	1.000	1.2219	6.00		
	3	4776	418.26	1662.8	23.882	1.024	1.2241	7.41		
	5	5429	500.44	1974.7	22.857	1.054	1.2316	8.52		
	7	6029	566.47	2266.2	21.830	1.085	1.2404	9.55		
LP 1845 液体 发射 药	0	2694	227.11	971.9	23.042	0.720	1.2149	4.52		
	1	3102	266.71	1128.8	22.849	0.768	1.2062	5.17		
	3	3763	338.22	1408.6	22.214	0.835	1.2009	7.01		
	5	4309	407.17	1673.0	21.416	0.891	1.2022	8.27		
	10	5469	591.08	2355.3	19.307	1.015	1.2151	10.94		
	12	5896	672.20	2648.0	18.512	1.061	1.2215	11.95		

①电能密度定义为每克消耗物质获得的输入能量。

火药力区。从高温气体引起常规炮烧蚀的知识可知,投入战场的现代武器的最高温度近似 3400K。因此,从常规炮的观点看,区域 1 混合物的数据用于 CAP 炮似乎不可能;但是,从流体动力学和非平衡热力学方面考虑,在实际 CAP 炮情况下炮膛的烧蚀可以减轻。实验结果也表明,CAP 炮以高于 3400K 的温度工作时几乎没有烧蚀现象,这是因为存在没被气化的流体的薄覆盖层,它能暂时地保护炮膛表面免于高温气体的损坏,因此 CAP 炮可扩大工作流体的温度范围,从而获得更高的火药力和高速度。

区域 2 对应的工作流体是最理想的,因为它表示出高火药力和低温的特性。对应此特性区的工作流体,有可能为 CAP 炮提供很强的火药力和更小的烧蚀。

区域 3 内的工作流体具有低火药力和低温特性,若不计过低的火药力,则这个区域正是常规固体发射药的特性区。正如图 5-34 所示,常规火炮的固体发射药 M31E1 和防空用的发射药 M30 的特性均在此区域。

区域 4 的工作流体具有低火药力和高温特性,因此它们不适合用于电热炮。

从图 5-34 的数据曲线可定性地观察到两个倾向:其一是增加电能的输入将使所有工作流体混合物的火药力和温度增加;其二是增加电能不能引起火药力和温度等量地增加,这从最小二乘方拟合数据点的斜率差别上可以看出。

正如上述,水是吸热型工作流体,产生中等分子量的气体产物。当电能(等离子体)输入到水中时,水开始被完全气化,产生水蒸气占优势的气体产物;水实际上是位于区域 3 到区域 2 的推进剂。

虽然 $\text{LiBH}_4 + \text{H}_2\text{O}$ 具有比水高得多的火药力但工作温度却不高,是电热炮的良好工作流体;相比之下,水变得不太理想。 $\text{TiH}_2 + \text{Al} + \text{H}_2\text{O}$ 与等离子体作用产生的气体温度较高,且数据点拟合斜率与水比亦较小,这是因为反应时每千克工作流体将产生近似 8mol 冷凝相的核素(即液态 Al_2O_3 和 Ti_2O_3),仅产生 32mol 的气体。这些冷凝相使用于推进的气体的可用性降低,因为火药力变小;这种工作流体混合物是位于区域 4 的工作流体,它不能作为 CAP 电热炮的推进剂。

可见,两种最有前途的电热炮推进剂是 $\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{H}_2\text{O}_2$ 和 $\text{LiBH}_4 + \text{H}_2\text{O}$,它们具有很高的火药力,可把弹丸推进到高速度。 $\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{H}_2\text{O}_2$ 混合物的一个有吸引力的特性是在和 JA2 同样温度时,其火药力增加 30%;当把 1kJ/g 电能输入到 1g 的 $\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{H}_2\text{O}_2$ 内时,其火药力是 1694.6J/g,这比 JA2 高 48%。与 $\text{TiH}_2 + \text{Al} + \text{H}_2\text{O}$ 比较,它的火药力增大是因为它不形成冷凝相的产物。它的主要产物是气体(H_2O 、 H_2 、 CO 和 CO_2)。它的最小二乘方拟合的斜率 and 水的类似,这表明它的气体平均分子量也与水产物的差不多。 $\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{H}_2\text{O}_2$ 的另一有吸引力的特性是,当达到高火药力时所需的输入电功率相对低,这是与其它混合物比较而言的。所以,要求输入功率低、火药力高和允许较高温度的电热炮,可选用 $\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{H}_2\text{O}_2$ 作推进剂。

$\text{LiBH}_4 + \text{H}_2\text{O}$ 的特性位于区域 2,它的高火药力和低温度非常诱人。但是也存在一些值得重视的问题:一是它的金属氢化物(LiBH_4)能强烈地与水反应而释放出氢气,这既是优点也是缺点。从积极方面看,每千克混合物能释放出 62~64mol 的氢气,这种低分子量的气体对驱动弹丸极为有利。虽然每千克工作流体在反应中同时产生大约 8mol 的冷凝相产物,但其浓度很低,与氢气比较可以忽略不计。之所以能产生大量氢气,是因为它在图 5-34 中的数据拟合点斜率甚大的原因。从消极方面看,大量的“热”氢气流出口时,它将与“冷”大气中的氧反应而出现很大的炮口闪光;幸而炮口流出物中有锂金属离子能帮助中断反应电路,从而防止炮口闪光^[27];二是鉴于 LiBH_4 和水反应强烈,故在等离子体射入燃烧室之前应当把它们隔离开来,即把 LiBH_4 密封在一种不与水反应的材料内。当等离子体射流到达燃烧室时首先离解或电离密封材料,然后使得 LiBH_4 和 H_2O 进行反应;三是这种混合物工作时比 $\text{C}_8\text{H}_{18} + \text{H}_2\text{O}_2$ 需要更高的电功率(或电能)。因此,总的看来,它是高火药力、低温度和较高电功率 CAP 炮的良好工作流体。

奥波尔(Oberle)^[28]使用上述四种工作流体,并选择文献[28]给定参量的CAP炮。计算机仿真的结果如表5-2所示。在表5-2中,还给出了常规火炮的相应数据,以便与CAP电热炮的性能进行比较。

表5-2 CAP电热炮性能及其与常规火炮的比较^[27,28]

炮类型	发射药或工作流体	装药重量(g)	炮口速度(m/s)	偏常规炮的速度差(%)	输入电能(kJ)	做功的总能量(kJ)	电能百分比(%)	化学能百分比(%)	弹丸动能(kJ)	电效率①(%)	弹道效率②(%)	$\frac{m_I}{m_p}$	评 注
火炮	JA2	58	1891	0 (基准)	0		0	100	32.2	0		3.22	变装药形状,一孔式
	JA2	56.36	1945	+2.9	0		0	100	34.0	0		3.13	恒膛底压力计算
CAP炮	$\text{LiBH}_4 + \text{H}_2\text{O}$	31.39	2339	+23.7	450	406.4	100	0	49.2	10.9	12.1	17.4	好
	H_2O	44.78	2116	+11.9	448	368	100	0	40.3	9	10.9	2.49	较好
	$\text{TiH}_2 + \text{Al} + \text{H}_2\text{O}$	73.67	1754	-7.2	78	222.2	35	65	27.7	35.6	12.5	4.09	不可取
	$\text{C}_6\text{H}_{18} + \text{H}_2\text{O}_2$	43.26	2128	+12.5	43	322.6	13.4	86.6	40.8	94.2	12.6	2.40	好

①弹丸动能与输入电能之比;

②弹丸动能与做功的总能量之比。

由于液体工质的CAP炮使用工作流体,因而向燃烧室内装填极不方便。为了提高射速,可采用类似图5-35所示的整装弹结构。

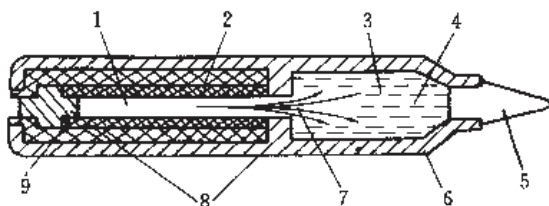


图5-35 液态工质的CAP炮用整装弹结构示意图

1—等离子体;2—(毛细管)等离子发生器;3—(工质)工作流体;4—燃烧室;

5—弹丸;6—弹筒;7—等离子体射流;8—电极;9—绝缘筒。

关于液态工质CAP炮的内弹道性质可参见参考文献[29]。

5.9.4 一类实用电路

常规和超导电感都具有很高的储能密度,例如冷却的电感器可达20kJ/kg,它们是电热炮乃至所有电炮的可望储能器。但是,具体应用于电热炮时电感必须能够显著地放大电流。为此可用电感器组成许多电路^[3]。相对而言,其中的Meatgrinder电路是最简单、紧凑和有效的储能和电流放大电路。对于总能量高的Meatgrinder电路,既用来储能,又是一种纯电感的放大电路,它可将所储存的能量转换到各种负载(R 、 \dot{R} 、 L 、 \dot{L} 或它们的组合)中去;电路中电感由若干个互感耦合的电感元件组成,并由初级电流源馈电,通过连续地减小电感而放大电流,并在放大过程中把电流传给负载。由顺序地闭合和断开某些开关,来完成传递能量和放大电流的过程。电路的级数和开关的功率为效率和负载性质所左右。这

种电路结构和特性在参考文献[3]中有所论述。

对于较低能量($<2\text{MJ}$)的电热炮情况,应当使用 Meatgrinder 电路的变种——Ringer 电路(图 5-36)。Ringer 电路是最少级数的 Meatgrinder 电路和电容器的联合体。其中的电容器由初级电源充电,它是中间的脉冲成形和储能元件。Ringer 电路把传统的 Meatgrinder 电路的多级电感和开关减少成两个紧密耦合的电感线圈(L_1 、 L_2)和一个单向的闭合开关(D)。D 可以是二极管,当电容电压极性轻度反转时它就能被启开。由于这种电路既简单又可用于高重复率工作,而且电感元件廉价、易制造,故 Ringer 极适合用于野战的武器系统中。

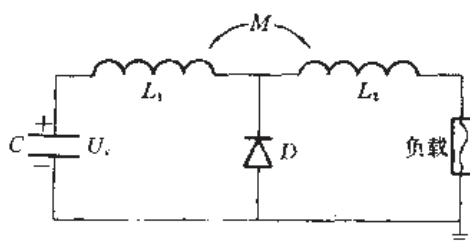


图 5-36 Ringer 电路

Ringer 电路工作过程如下:首先,利用负载作为向负载放电的闭合开关,已充至电压 U_0 的电容 C 通过电路电感(L_1+L_2+2M)放电,向负载输入电流和能量。如果负载不便充任放电开关时,而需另置一放电闭合开关使电容放电。其次,当二极管上的电压过零反向时,二极管开始导通,此时 C 上的电压极性反转,从而把 L_1 从电路“断开”;如果二极管的容量不够,也可选用其它合适的开关代替之。再次,如果适当地选取参量($L_1 \approx L_2$ 、耦合系数 $k \approx 0.9$),因两电感线圈间存在着互感 M ,则 L_1 中的电流衰减势必引起负载的电流增大,直到 L_1 中的电流再次开始上升为止。电容上电压反转的幅值是负载和线圈参量的函数,一般为原充电电压的 20%~40%。电路所需的电感、负载电流和功率增长均与时间大致成线性关系。还有,当 L_1 电流增大时,负载电流减少,其下降的速度是线路参量和负载参量的函数。当二极管电压再次反转时,二极管再次导通,电感上的剩余能量返回到电容器,以作为下次发射用。炮的全部工作过程不需任何定时的开关主动控制,其自动工作全是电路内在作用的结果。最后,若精心选择参量使电路呈电阻性,电流过零时电路将不存在过多的滞留能量,实际中电阻能得到 80%~85%的效率。

这种 Meatgrinder 电容器电路的主要优点在于:一是可以利用电容上的电压极性反转实现自动启开开关的功能,勿须在电路中专门设置启开开关。这使电路结构简单;二是用固体二极管作闭合开关时,电路将是完全被动的,可以用高功率密度的蓄电池或交流发电机对电容谐振充电,这对射速较高而单发射击能量小($<2\text{MJ}$)的机关炮特别适用;三是 Meatgrinder 电路能量储存在电感中,而电感具有高储能密度和可用性;四是电路仅用一个开关就可为电热炮(或其它电炮)提供实用的电流和功率波形;五是市场现有的二极管已能满足电热炮电流和电压的要求;六是电路的元件数远比脉冲成形网络(PFN)和 XRAM 电路少得多,比 Meatgrinder 电路也少;七是系统的主要重量和体积集中在电容器上,但随着高功率密度蓄电池的出现,在这种电路中可用蓄电池取代电容器。总之,这种电路的优点是简单,无启开开关,完全被动和可谐振充电。

通过精心选取电路参数(L_1 、 L_2 、 C 、 R_1 、 R_2 、 U_c 和负载等), Ringer 电路可输出各种类似图 5-37 所示的功率波形。这类波形对 CAP 电热炮等极为有用, 因为开始的低功率恰可用于启动电热炮, 而高功率呈现一个线性斜度, 它能使电热炮保持恒定的弹底压力。

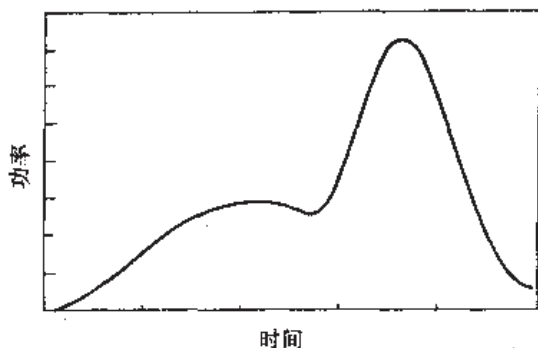


图 5-37 Ringer 电路输出的功率波形性状

Meatgrinder (或 Ringer) 电路不仅能满足各种电热炮的要求, 而且也能满足其它电炮 (导航炮和线圈炮) 的要求。尤其在导航炮中, 总希望开始加速阶段的电流要小些, 以避免加速初期的严重烧蚀; 而在加速后期要求电流大些, 以便提高弹丸的炮口速度, 并且电路能提供较长的加速脉宽, 这就能满足长炮管电炮的长时间加速。

5.10 侧注入等离子体电热炮

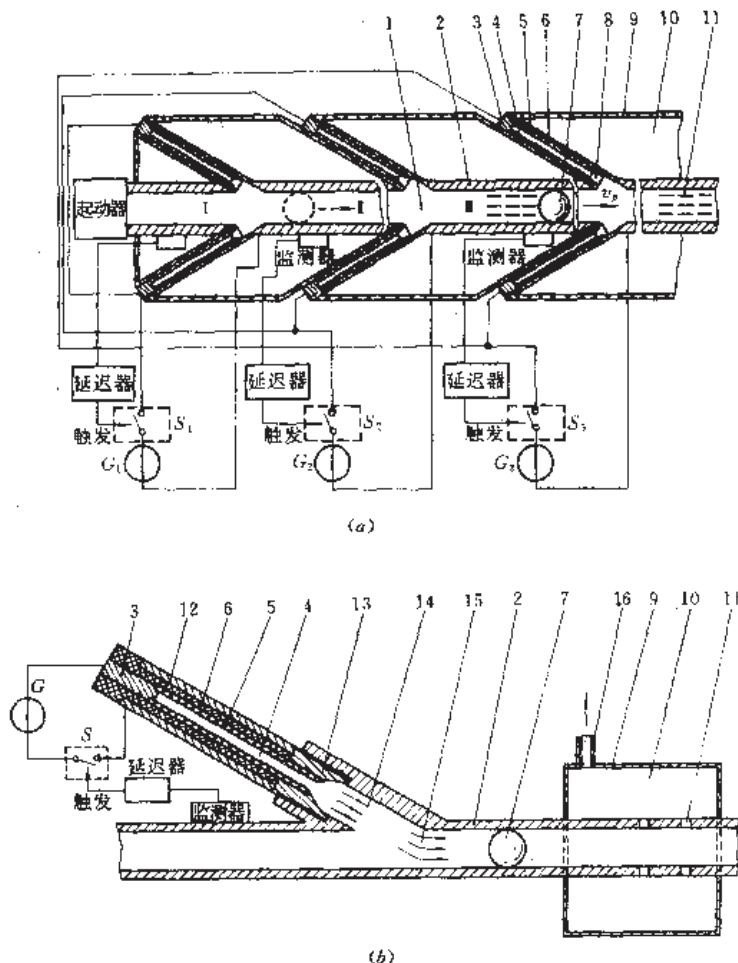
5.10.1 结构和原理

侧注入等离子体电热炮是一种直热式电热炮, 在炮管周围嵌入一些放电管 (等离子体发生管) 以产生等离子体, 按一定的角度把这些高温高压等离子体注入到炮膛内, 从而推动弹丸前进。有两种结构, 如图 5-38 所示。

侧注入等离子体电热炮往往由多级组成, 视对弹丸速度的不同要求, 可有几十级或几百级不等。每级有独立的电源。先由起动器对弹丸提供一初始速度, 注入到侧注入电热炮的第一级中。等离子体是由每级炮管周围的各等离子体管 (放电管) 产生, 同步地注入到弹丸后面的炮膛内, 推动弹丸前进达到高速度。

等离子体管是直径很小的毛细管, 它们的轴线与炮管轴线成一锐角 (通常是 15°), 以便有更大的合成压力推动弹丸前进。通过各喷嘴的等离子体射流的力, 在炮管径向上的分量基本互相抵消掉 (指对称注入式), 而在炮管轴向上的分量是相加的。但对称性和横向力分量没有完全抵消掉, 例如在图 5-38(b) 中的非对称结构中仍可加速弹丸。各路脉冲等离子体射流合成的总射流在注入区推动弹丸前进。喇叭形喷嘴在一定程度上能克服射流扩展的倾向, 基本上能保持射流横截面不变。等离子体管和炮管的角度关系和射流保持横截面不变的倾向, 能有效地合成向前传播的射流, 有利于加速弹丸。

在等离子体管两端电极间的电击穿是沿内衬管内壁表面开始的。来自内壁的等离子体快速地径向爆聚以充满毛细放电通道, 相当于一个电阻。放电通道的电阻值 R 可按一般导体电阻公式计算, 即 $R = l / (\pi r^2 \sigma)$, 电阻值和管长度 l 、内半径 r 以及等离子体电导率

图 5-38 侧注入等离子体电热炮^[30]

(a) 对称注入式; (b) 非对称注入式。

- 1—射流注入区; 2—炮管(电极 I); 3—电极 I; 4—毛细放电通道; 5—内衬管; 6—外加固管;
 7—弹丸; 8—喇叭形喷嘴; 9—真空室壁; 10—真空室; 11—减压排气孔; 12—前筒状电极;
 13—后筒状电极; 14—喷嘴; 15—等离子体射流; 16—接真空源的抽气管。

σ_i 有关。电流 I 通过电阻 R 时产生的焦耳热为 $I^2 R t$, 使等离子体管内的等离子体具有高温、高压。 l 、 r 和原子种类(如氢和碳)应当这样选取, 使 R 大于电源内阻和回路导线电阻之和。这样, 能量可在短时间内从电源传递到等离子体内。通过喷嘴的脉冲等离子体射流的速度从每秒几千米到 200km/s 不等。在一般情况下, 射流速度是管内等离子体声速的 2 倍, 把储存在等离子体内的热能转变为等离子体定向流的动能, 此时的等离子体作用在弹丸后面将有效地加速弹丸。弹丸被加速的过程是: 通过放电把电能转变为等离子体的热能, 再通过喇叭形喷嘴把热能转变为定向射流的动能, 最后具有动能的等离子体射流与弹丸碰撞, 把动能和动量转变成弹丸的动能和动量。

和许多分级或分段的电磁炮一样, 各电源放电需要与弹丸运动同步。因此, 必须在各级适当位置放置监测器以捕获弹丸运动位置的信息, 然后用它触发相应级的电源开关, 使相应的电源 G 放电。不言而喻, 对称性结构有助于对弹丸稳定地加速。

5.10.2 细节说明

起动器实际上就是前级注入炮(或器),既可是个常规的气体炮,也可是化学炸药或其它电磁炮。根据不同要求,采用起动器把静止的弹丸加速到 $1\sim 3\text{km/s}$,并注入到第 I 级侧注入电热炮中。经侧注入炮逐级加速,最终可把弹丸加速到 $50\sim 100\text{km/s}$ 。

弹丸可以是球形的,根据不同要求,也可采用其它形状的弹丸。炮管、真空室和等离子体管均被抽空到较低气压。对于低速($<10\text{km/s}$),弹丸直径可等于炮膛直径,此时炮管约束弹丸,而且等离子体不致向弹丸前面漏泄。但是,若速度大于 10km/s 时,弹丸直径应当稍比炮膛直径小些,以便弹丸能自由飞行,从而减少弹丸对炮管的摩擦,这样就会出现等离子体从弹丸后面向前面漏泄的趋势,从而可能引起监测器的误动作和增加弹丸前面的压力。为避免产生这些不良的影响,常在高速区炮管壁上开些减压排气孔(槽孔或圆孔),以便能排出一些高压高速气体到包围炮管的真空室内^[30]。每个孔区位于射流注入区和相邻的下一级监测器之间,各孔的总面积至少等于 2 倍的炮膛横截面积。

侧注入等离子体炮的关键部件是放电用的等离子体毛细管。炮中有多个相同结构的这种管,每个管由两层绝缘管构成,即内衬管和外加固管。内衬管的一端安置一电极,以此电极堵住管子,防止等离子体外漏。与炮管相连的一端开成喇叭形作为等离子体喷嘴。内衬管由可电离的物质制成。电源在管两端加上高电压(一电极为炮管),引起内管材料的烧蚀和电离,在毛细管内形成一高温、高压等离子体。由于等离子体管是毛细管,其内的等离子体具有极高的压力和速度,有利于形成射流。内衬管常用聚乙烯等碳氢合成物制做,合成物被电离成含氢和碳的等离子体。氢具有最低的原子量,有利于驱动弹丸到高速。等离子体射流经过喷嘴向外膨胀,从而把等离子体冷却成超声速的射流,使射流传至炮管壁的热量减少,降低或避免了炮管壁的烧蚀,延长了炮管的使用寿命。若存在烧蚀,炮管的高原子量物质将加入到等离子体射流中,减慢了等离子体速度,不利于加速弹丸。

之所以将等离子体管抽空,是为了有效地得到内衬管的高电压击穿。为了有效地以欧姆加热等离子体和产生高压,内衬管半径应远小于炮膛半径。

为了防止或减轻对弹丸、炮管和喷嘴的烧蚀,它们应当用具有高热导率和电导率的耐熔金属(如可加工的钨合金)制做。外加固管应当采用能承受等离子体高压(几百兆帕)的材料,例如用环氧树脂或纤维 B(Kevlar)粘合玻璃编织而成的复合材料。内衬管烧蚀严重时,可从加固管中取出更换。典型的内衬管半径为 0.15cm ,长度 10cm 。在每次 3kJ 放电能量时,内衬管壁可烧掉 10^{-3}cm ,大约可放电工作 50 次。也可沿着或通过加固管壁注入液体表面层供烧蚀成等离子体。这种侧注入炮的放电电流(每等离子体管)大约为几十至几百千安。

监测器通常是磁感应探测器,但也可使用容性的或光学的(含光源和光电元件)监测器。监测器要放置在喷嘴或射流注入区的后面。必要时应在监测器和开关触发器之间加一延迟器,以控制触发、放电的时间。

图 5-38(b)表示一种非对称的侧注入等离子体电热炮的一级,而等离子体管在一侧分布。在射流注入区,将产生一个非对称的横向力分量。为了在弹丸后面能产生一较大的轴向力分量,必须控制等离子体的注入时间,即当弹丸稍远离喷嘴时再注入等离子体,以便使力的横向分量基本不再对弹丸作用。非对称结构能简化各等离子体源,使它们全部置于炮管的一侧。由于喷嘴处是圆滑过渡的,可使注入的等离子体具有均匀速度和一定温度。

这种炮仍在高速段开减压排气孔,以容纳排出高压气体的真空室,并与一真空源连接。对称和非对称的侧注入炮的减压排气孔,均开在远离作用区的漂移段。

参 考 文 献

- 1 Fujii T, Palmer E P and Grow R M. Investigation of An Arc Gun; AD-604499 or FABMD-TR-60-217
- 2 Salge J G H, Markus Loeffler, Weise Thomas H G G, et al. Plasma-Pulse-Accelerator. IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22(6): 1730~1732
- 3 王莹. 高功率脉冲电源. 北京: 原子能出版社, 1991.
- 4 Salge J G H, Weise Thomas H G G, Braunsberger Ulrich E, et al. Mass Acceleration by Plasma Pulses. IEEE Transaction on Magnetics, 1989, 25(1): 495~499
- 5 Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases. New York, London, Sydney: Interscience Publ., 1962.
- 6 Armin Eskam, Gunter Frge and Herbert. Electrothermal Cannon. UK Patent Application, GB2217819A, 1989.
- 7 Goldstein S A, Tidman D A, Burton R L, et al. Cartridge Containing Plasma Source for Accelerating a Projectile. United States Patent, Patent Number 4715261.
- 8 Ikuta K. Cylinder Electrode Plasma Impulse Accelerator. 5th IEEE Power Pulsed Conference, 1985, Arlington, Virginia; 522~525
- 9 任兆杏, 张束清, 黄朝松等. 箍缩型电磁炮的初步研究. 电磁发射技术讨论会文集, 1988, 中国科学院等离子体物理所编(私人通讯): 43~51
- 10 Ren Z X, Xu J Z, Shen K M, et al. Experimental Progress at the ELL Electromagnetic Launch Facility. Proceeding of the 3rd European Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, 16~18 April 1991, Organised by RARDE; 3. 6. 1~7
- 11 Tidman D A and Goldstein S A. Acceleration of Projectiles to Hypervelocities Using a Series of Imploded annular Plasma Discharges. Journal of Applied Physics, 1980, 51(4): 1975~1983
- 12 Rott M. The Plasma-Gun Augmented Electrothermal Accelerator. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 601~606
- 13 Igenbergs E B, Jex D W and Shriver F L. New Two-Stage Accelerator for Hypervelocity Impact Simulation. AIAA Journal, 1975, 13(8): 1024~1030
- 14 Igenbergs E, Aigner S, Budepohl A, et al. The TUM/LRT Electromagnetic Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22(6): 1536~1541
- 15 王莹. 电爆炸导体及其应用. 爆炸与冲击, 1986, 6(2): 184~192
- 16 Osler J E, Barnes G, Chau H H, et al. Operating Characteristics and Modeling of the LLNL 100kV Electric Gun. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3): 392~401
- 17 鄧永庆. 强脉冲电流下金属爆炸理论及其应用. 爆炸与冲击, 1983, 3(1): 28~36
- 18 Pien H W, Braunsberger U E and Salge J G H. Electrothermal Generation of Flat-Top Pressure Pulses by Arc-Elongation for Mass Acceleration. Proceeding of the 3rd European Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, 16~18 April 1991, Organised by RARDE; 1. 1. 1~9
- 19 Wolfram Witt and Markus Löffler. Electrothermal Cannon. UK Patent Application, GB2217820A, 1989.
- 20 Markus Löffler and Wolfram Witt. Electrothermal Projectile. UK Patent Application, GB2217821A, 1989.
- 21 Dieter Zwingel and Klaus Zocha. Dispositif pour accélérer des projectiles par un plasma chauffé électriquement. FR2650064, 1990.
- 22 Guillemot M, Nicolas A and Roche M. Projectile Launching by an Electrothermal Gun. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 207~209
- 23 Chrysomallis George and Griffing Robert S. Combustion Augmented Plasma Pressure Amplifier. US Patent, Patent Number 4711154, 1987.
- 24 Silvestre N, Hensel D and Darée K. Numerical Investigation of Electric Arcs in Cylindrical Tubes. Proceeding of the 3rd Eu-

ropean Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, 16~18 April 1991, Organised by RARDE:

3. 27. 1~7

- 25 Woodley C R. Modelling of ET/ETC Launchers. Proceeding of the 3rd European Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, 16~18 April 1991, Organised by RARDE; 3. 29. 1~9
- 26 Aubouin P and Ayral H. C. E. A Electrothermal Launchers Modelling and Experimental Result Analysis. Proceeding of the 3rd European Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, 16~18 April 1991, Organised by RARDE; 1. 5. 1~10
- 27 Bunte S W and Oberle W F. A Thermochemical Analysis of Proposed Working Fluids for Electrothermal Gun. AD-A210661 (1989) or BRL-TR-3000(1989).
- 28 Oberle W F. Electrothermal Gun——A Theoretical Investigation of Factors for Optimal Performance. AD-A210232(1989) or BRL-TR-2999(1989).
- 29 Gough P S. Numerical Simulation of Electrothermal Gun Interior Ballistics. 27th JANNAF Combustion Meeting, Warren AFB, Cheyenne WY, 5-9 November, 1990, pp. 15.
- 30 Yeshayahu S. A. Goldsetin and Derek A. Tidman. Method of and Apparatus for Dering a High Pressure, High Temperature Plasma Jet with a Dielectric Capillary, US Patent, Patent Number 5033355, 1991.

第六章 混 合 炮

前四章介绍的导轨炮、线圈炮(含重接炮)和电热炮构成了电炮最基本的三大类型。在此基础上,现在可以讨论各类电炮在结构或原理间的以及它们与火炮或火箭间的彼此混合。通常称这些混成装置为混合电炮,简称混合炮(hybrid gun)。

混合炮是以两个原则混成的:形体组合或原理混用。前者把两种类型的炮在结构上合成一体应用;后者则把两种炮的工作原理融为一体应用。(如CAP炮就是一例)。无论如何混成,其目的皆出于改善炮的某些方面的或整体的性能。例如,从以前的论述中已经发现,大部分线圈炮、无接触型电热炮、重接炮和某些简单导轨炮都要求有前级炮作为注入器,用其为弹丸提供一初始的注入速度。这样一来,主炮和前级注入炮便组成一门混合炮。即使在不需要前级注入的情况,若将两种炮在结构或原理上适当地混成,也可提高炮的整体性能。混合的必要性和潜在优点,将在以下各节的分析中有所体现。原则上,从排列、组合理论可以有多种混合炮。但从特性、技术指标、复杂程度、成本和需要性考虑,混合炮种类应是有限的。

6.1 电热-导轨炮

人们早已从理论和实践中发现,若导轨炮的弹丸从静止状态开始加速,而克服弹丸静止惯性所需的时间较长,这将导致大电流对后膛的导轨和电介质材料的严重烧蚀,从而显著缩短炮的使用寿命。倘若在主导轨炮尾部之后设置某种低能位的炮作注入器,用小容量的能源预先将弹丸加速到一定的初速再注入到主炮,使主炮以 $v_0 > 0$ 开始工作,这样就能避免因弹丸(或电枢)停驻时间过长而引起的严重烧蚀。

有许多炮可作为导轨炮的前级炮,它们可以是常规火炮或火箭,也可是轻气炮或某种其它电炮。本节仅介绍用爆炸导体电热炮作导轨炮注入器的情况。这种混合炮有如下优点:运行安全可靠,故障率低,噪声小,再现性好,能在一非常短($< 5\text{mm}$)的炮管内完成速度为 300m/s 的注入,从而使炮的结构紧凑,体积小,有利于提高炮的机动性。

一种爆炸导体电热炮和简单导轨炮组成的混合炮,如图6-1所示。它由主导轨炮及其电源和爆炸导体电热炮及其电源以及连接两种炮的绝缘飞行管组成。可以把电热炮的触发及馈电电源看成是整个混合炮的点火器。绝缘飞行管的内径应与两种炮的口径相同且牢固地连接成一体。弹丸装在容弹室,用其内的弹簧把弹丸前部固定在炮管的轴线上,以便经飞行管进入导轨炮。这里的主炮是一简单导轨炮。

开始推动弹丸的能量来自触发电源的几千焦的电容器组 C_1 ,用它爆炸一直径 10^{-2}mm 量级的镍铬丝和一厚为 10^{-2}mm 量级的铝箔圆盘,圆盘直径以能爆炸为限。引线孔和镍铬丝的位置决定了电击穿的位置(详见图6-2)。爆炸产生的能量绝大部分用于膨胀压迫铝

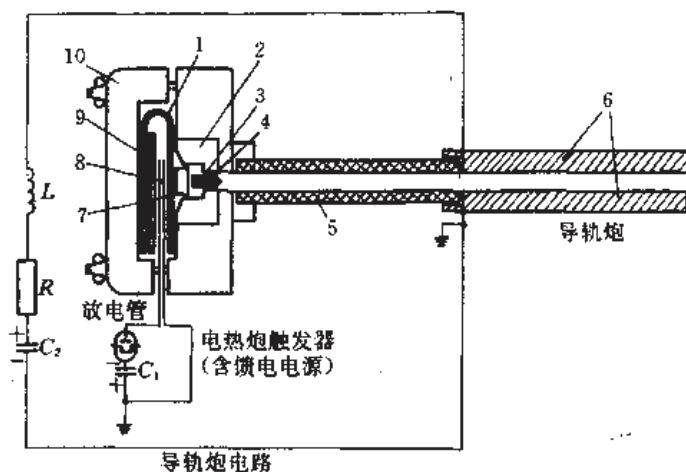


图 6-1 一种电热-导轨混合炮的原理

1—驱动板;2—容弹室;3—弹丸;4—弹丸定位弹簧;5—飞行管;
6—主导轨;7—驱动体;8—爆炸导体之一(镍铬丝);9—低碳钢压力缓冲板;10—驱动板压紧件。

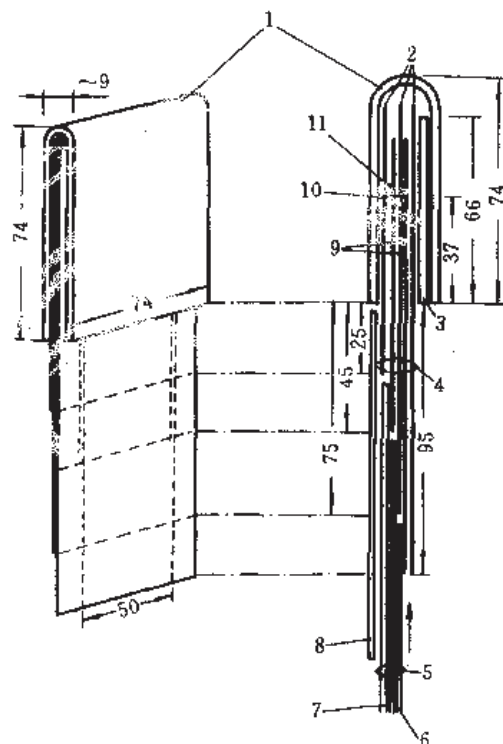


图 6-2 驱动系统部件分解图^[1]

(图中的尺寸对典型情况而言)

1—铝驱动板;2—聚乙烯片(0.25mm);3—低碳钢压力缓冲板;4—爆炸筒转接组件;
5—触发锁电组件;6—接电热炮电源的传输线;7—接地传输线;8—半永久性绝缘物(0.5mm 聚乙烯;
9—铝箔(50mm×0.05mm);10—0.5mm 孔(穿过聚乙烯和箔片);11—0.06mm 镍铬丝(爆炸导体)。

驱动板,以产生推力。驱动板被驱动板压紧件所压紧,它的右侧能向容弹室内和弹丸方向自由运动。所开的击穿引线孔精确地置于驱动体和弹丸后面。当触发器输出电能时,在驱动板装置内产生的爆炸压力迫使驱动板向容弹室的喇叭口空间运动,并使驱动体向前运动,而驱动体推动弹丸经绝缘飞行管进入导轨炮后膛。

借助定位弹丸的弹簧,弹丸和驱动体紧靠在驱动板右侧上。驱动体的行程被限制在一定的距离范围,这就防止了驱动板的破裂;否则驱动板有可能飞到弹室深处发生破裂损坏事件。在弹底端面用胶粘上一片 10^{-2}mm 量级厚的铝箔,作为熔断器开关。当它随弹丸进入主炮后膛时,已充电待工作的主炮电源电路将被它接通而自动触发放电。这种自触发转换概念,避免了为同步注入而设置的复杂的控制系统,也省去了主炮所用的大功率开关,从而减少系统的能量损失。

典型的注入电炮,其爆炸导体的有效驱动时间约为 $6\mu\text{s}$ 左右,这将使驱动板运动约 1mm ;所需的储能约 3kJ ;驱动板厚约 2.5mm 。为了优化注入炮的性能,需要在 $5\mu\text{s}$ 左右的时间内把储存在触发器电容中的绝大部分能量转变为爆炸能量,这就要求触发器 $R-L-C$ 电路振荡的半周期近似 $5.5\mu\text{s}$,以便精确地与驱动板实际的有效运动时间相匹配。若触发器的单个放电管的容量不够用时,可多个并联使用。

在这种混合炮中,驱动板装置有特殊要求。驱动板装置的详图表示在图 6-2,它包括驱动板、缓冲板和爆炸箔转接组件。

驱动板是薄金属板,典型的是由 $2.5\sim 3\text{mm}$ 厚和纯度为 99.5% 的铝板做成。在插入低碳钢缓冲板和转接组件以前,铝板弯成“U”形并退火。在压紧之前,保证退火的驱动板内能紧密地装入其它部件并紧靠在一起,然后用驱动板压紧件把整个驱动板装置夹紧,以便驱动板只能在驱动体和弹丸区域内自由运动(图 6-1)。用容弹室喇叭口的角度大小和驱动体的最大运动极限来控制驱动板运动的距离。

缓冲板是低碳钢做的,典型的是 3mm 厚,它起压力缓冲器作用,其功能是集中转接组件产生的爆炸力于驱动体和弹丸的方向上。

典型的转接组件包括两个大约 50mm 厚的铝触发(爆炸)箔,中间置一约 0.25mm 厚的单层聚乙烯片,将其分开。两片箔用胶粘在聚乙烯片两侧,箔片被连接到一对传输线上。传输线连接触发器电源电路,而电路由开关(放电管)接通。整个转接组件的每一部分都被夹紧在一起,所有空气隙内的空气均被挤出去,特别是在击穿区域更应如此,以便保证爆炸时的密封度。转接组件的有效爆炸区域由钻成的一个 0.5mm 直径的孔所定位,这个孔穿过两张铝箔和一张 0.25mm 厚的隔离铝箔的聚乙烯片。这个用于引发电击穿(爆炸)的引线孔应精确地对中,定位在驱动体和弹丸后面(图 6-1)。因铝触发箔有一带胶粘剂的背面,所以必须用一约 0.06mm 直径镍铬丝穿过这 0.5mm 直径的接线孔,此镍铬丝使两铝箔连通,还应用胶粘剂充满孔的其余空间以防止偶然的空气间隙击穿。镍铬丝应尽可能地细,以便爆炸能量仅小部分消耗在丝的气化上,而使大部分电能沉积在靠近丝击穿区的爆炸铝箔上。为了仅使这一局部区域爆炸以形成气化和混合电弧放电,这个区域所用的铝箔通常是 0.05mm 厚。出于机械强度考虑,使用厚铝片($\approx 0.1\text{mm}$)作衬里,在衬里铝片对应接线孔的周围开约 20mm 直径的圆口区,使爆炸用的铝箔在这一区域无衬里(仅存在 0.05mm 厚的箔本身)。衬里铝片开圆的大小,影响对驱动板的作用效果,如果把从 0.1mm 厚的铝片上切下的圆直径减小到 12mm ,则驱动板的速度将减小近 20% 。

伯登(Burden)等^[1]实验给出驱动板随时间的位移曲线。实验除表明这种炮的优点外,还说明优化实验的关键在于增加爆炸能量,寻找驱动板最佳厚度,考虑驱动体的最佳质量和形状,以及优化设计转接组件等。

在飞行管壁上开几个光纤光导通道,以便测量弹丸的注入速度。目前,导轨炮要求的注入速度通常是 200~2000m/s。

6.2 导轨-线圈炮

混合使用导轨炮和线圈炮的原理,其目的在于利用导轨炮的结构简单和利用线圈炮的高效率、弹丸受力均匀等优点。在 3.2 节所讨论的电刷换向的螺旋线圈炮,就采用了导轨馈电和导向、电刷换向以及线圈驱动等混合技术,实际上这也是一种导轨-线圈混合炮。为直观起见,本节讨论两种较典型的导轨线圈混合炮。

6.2.1 分立线圈驱动型

分立线圈驱动型导轨-线圈炮如图 6-3 所示,它的组成部件有:一些同轴排列的驱动线圈 C_r, C_{r+1}, \dots , 分立排列,各有自己的激励脉冲电源(也可共用一个特殊的公用电源)。驱动线圈内有一弹丸线圈,支持弹丸线圈的是其内的筒状弹丸。弹丸线圈由两个同轴导体(导轨)供电。同轴导体对弹丸线圈起导向作用,它既传导电流又能导向弹丸,亦即起导轨炮的导轨作用。导向和导电是通过电刷 B_1 与内导体的接触以及通过两个电刷 B_2 与外导体的接触来实现的。两同轴导体与外部直流电源接通。这种炮的弹丸线圈电流一般仅在 10^2A 量级,因此使电刷的烧蚀程度大为减轻。同轴内外导体构成同轴传输线,同轴传输线的外导体沿长度纵向开槽,以避免驱动线圈脉冲放电时在其内产生涡流。采用同轴导体结构还可以使馈电线有良好的机械强度,从而免遭电磁力的破坏。

由线圈炮的基本原理可知,作用于弹丸线圈上的加速力 $F_z = I_z i_z (dM/dx)$, 其中 x 是两线圈相对距离坐标。当两线圈相对运动位置完全对称时,互感 $M = M_{\max}$, $dM/dx = 0$, 此时 $F_z = 0$ 。若此时驱动线圈电流方向不变,弹丸在每个驱动线圈的左右两侧受力方向相反,难以实现单一方向加速。因此,驱动线圈电流必须同步地提供,或者是单一方向在 $M = M_{\max}$ 前后提供(或渐掉)电流,或者当弹丸线圈过驱动线圈中心位置后使驱动线圈电流反向。当驱动线圈电流以单脉冲工作时,其脉冲宽度应当等于弹丸线圈从驱动线圈一端渡越到中间的行进时间 τ 。弹丸线圈被持续加速 τ 以后,以匀速惯性地滑行前进。当弹丸从线圈 C_r 出来并邻近 C_{r+1} 时,驱动线圈 C_{r+1} 应提供脉冲电流。这样,随弹丸向前而同步激励驱动线圈,逐渐把弹丸线圈加速到所需的速度。很明显,若弹丸线圈到达每个驱动线圈中心的另一侧时,若使驱动线圈电流反向,则弹丸线圈将获得两倍单脉冲时的加速效果而不需增大绕组的造价,但在短脉冲持续时间内使电流精确反向的技术较为复杂。

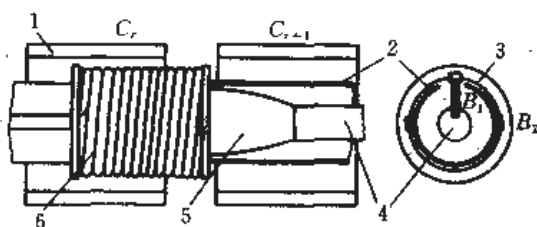


图 6-3 分立线圈驱动型导轨-线圈炮^[2]

1—驱动线圈;2—外导体;

3—弹丸线圈;4—内导体;

5—外导体绝缘支撑;6—弹丸线圈。

当 C_r 中的电流上升非常快时,可用矩形脉冲 I_{rd} 来代替它的功能。此时,弹丸的运动方程为 $m(dv_r/dt) = F_r = I_{rd}I_r(dM/dx)$ 。假设在弹丸线圈通过驱动线圈半长度的时间内,两线圈电流基本保持恒定值,并且假定由于弹丸线圈运动而产生的反电动势可以忽略,则

$$m \frac{dv_r}{dt} = m v_r \frac{dv_r}{dx} = I_{rd}I_r \frac{dM}{dx} \quad (6-1)$$

积分式(6-1),得

$$m \frac{v_r^2(x)}{2} \bigg|_0^x = I_{rd}I_r M(x) \bigg|_0^x \quad (6-2)$$

式中积分限表示弹丸线圈被一驱动线圈加速的开始和结束的位置,即弹丸线圈从第一驱动线圈($C_{r=1}=C_1$)的起端位置($x=0$)开始。若 C_1 的长度为 $2l_{1d}$,则弹丸线圈在 C_1 中心时的速度

$$v_{1r}(l_{1d}) = \left\{ \frac{2}{m} I_{1d}I_r [M(l_{1d}) - M(0)] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (6-3)$$

式中 I_{1d} ——第一驱动线圈电流。

如果在弹丸线圈通过 C_1 中心后 C_1 的电流 I_{1d} 反向,则弹丸线圈从 C_1 出口的速度

$$v_{1r}(2l_{1d}) = \left\{ v_{1r}^2(l_{1d}) + \frac{2}{m} I_{1d}I_r [M(l_{1d}) - M(2l_{1d})] \right\}^{\frac{1}{2}} = v_{1r}(l_{1d}) \sqrt{2} \quad (6-4)$$

通过使用与上述类似的理论和方法,可以获得从第 C_r 驱动线圈的出口速度

$$v_{r,r}(2l_{rd}) = v_{r,r}(l_{rd}) \left(\frac{2}{I_{1d}} \sum_{r=1}^r I_{rd} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (6-5)$$

如果各驱动线圈长度和电流都相等时,则弹丸速度将随驱动线圈数量之和的平方根 ($\sum r$)^{1/2} (其中 $r = 1, 2 \dots r$) 而增加,因此脉冲的时间间隔应与该处炮长度的平方根成反比。

实际上,为了使炮有一适当短的长度,各驱动线圈的电流不应相等,此时 C_r 线圈系列的电流增加应当比算术级数平均值增长来得快些。为了使弹获得的最大推力,优化设计两种线圈的相对长度(l_d/l_r)是极为重要的。从弹丸线圈受力与相对长度的依赖关系^[2]可见, $l_d/l_r=1$ 时有最大加速力, $l_d/l_r < 1$ 或 $l_d/l_r > 1$ 的情况加速力均逐渐减小。

与炮有关的一个非常重要的动力学问题是运动的弹丸线圈将使驱动线圈产生反电动势。此时运动方程(6-1)应当因反电动势的出现而作修正。此时对第 r 级线圈有

$$L_{rd} \frac{di_{rd}}{dt} + v_r I_r \frac{dM}{dx} = u_r(t) \quad (6-6)$$

式中 L_{rd} ——第 r 级驱动线圈的电感;

u_r ——外加到第 r 级驱动线圈上的电压。

式(6-6)左侧第一项是反电动势项,它随弹丸线圈的速度增高而增加。联立方程(6-1)和(6-6)并消去 $i_{rd}(=I_{rd})$,得

$$m \frac{d^2 v_r}{dt^2} = \frac{1}{L_{rd}} \left[u_r(t) - v_r I_r \frac{dM}{dx} \right] \quad (6-7)$$

考虑微分方程(6-7)中的 dM/dx 是位置而不是时间的函数,则通过傅立叶变换,可以得到方程(6-7)的解

$$v_p(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\tilde{u}_r(k) \alpha(x)}{L_{rd}} e^{ikx} \left/ \left[\frac{\alpha^2(x)}{L_{rd}} - mk^2 \right] \right. \right\} dk \quad (6-8)$$

式中 $\tilde{u}_r(k)$ ——外加电压 $u_r(t)$ 的傅立叶变换；

$$\alpha(x) = I_r dM/dx。$$

如果第 r 级驱动线圈用强度为 U_{ro} 的电压脉冲激励, 并 $\alpha(x)$ 为常数, 即 dM/dx 与一矩形阶跃函数近似等效, 则

$$v_p(t) = \frac{U_{ro}}{\sqrt{mL_{rd}}} \sin \left(\frac{at}{\sqrt{mL_{rd}}} \right) \cdot S_{-1}(t) \quad (6-9)$$

式中 $S_{-1}(t)$ ——单位阶跃函数符号。

关于第 r 级驱动线圈电流 i_{rd} 的时间特性, 可从式(6-6)导出

$$i_{rd}(t) = \frac{U_{ro}}{L_{rd}} S_{-1}(t) - \frac{2U_{ro}}{\alpha^2 L_{rd}^2} \sin^2 \left(\frac{at}{2\sqrt{mL_{rd}}} \right) \quad (6-10)$$

弹丸线圈速度和驱动线圈电流的时间特性表示在图 6-4 中。注意, 不像方程(6-1)所示的理想情况, 这里的弹丸速度和驱动线圈电流值随时间而倾斜变化。这是由于弹丸线圈行进期间它的磁场使驱动线圈的反电动势逐渐增大所致。

此外, 还应考虑能量损失对炮性能的影响。前面的分析曾忽略能量损失的影响, 实际上线圈的欧姆损失, 电刷和导轨间的机械摩擦, 都会引起系统能量损失。由于这些损失都需用非线性项表示, 所以控制方程变得很复杂, 必须数值求解。显然, 这种炮的控制方程

$$m \frac{dv_p}{dt} + f_s \left(\frac{v_p}{v_{p0}} \right)^\eta = i_{rd} I_r \frac{dM}{dx} \quad (6-11)$$

$$L_{rd} \frac{di_{rd}}{dt} + (R_{rd} + R_s) i_{rd} + v_p I_r \frac{dM}{dx} = u_r(t) \quad (6-12)$$

式中 f_s ——常数, 具有摩擦力的量纲;

v_{p0} ——从前级进入 r 级的参考速度;

η ——指数, 其值在 2~3 之间;

R_{rd} ——驱动线圈 C_r 的欧姆电阻, 常量;

R_s ——驱动电路的开关和接触电阻之和, 为电流的函数。

虽然方程(6-11)和(6-12)的完全解现在尚未得出, 但从中可以看出能量损失项将对炮的动态稳定性和炮工作所需的能量有重要影响。

最后分析有关运行参量。通过对控制方程的观察, 看到两个影响性能的参量。第一个用 Q 表示, 即

$$Q = 2M i_{rd} I_r / m \quad (6-13)$$

Q 的涵义是弹丸在第一驱动线圈内行进一半以后速度的平方值。假定弹丸从炮口出来时速度为 3km/s, 如果选定沿炮的速度的平方遵从线性关系增加, 并且选用 n 个驱动线圈, 则合乎要求的设计应当是 $2nQ \geq (3\text{km/s})^2 = Q^*$ 。

为了减少电刷摩擦损失和电弧的出现, 电刷上的电流密度必须小于一临界值〔如临界

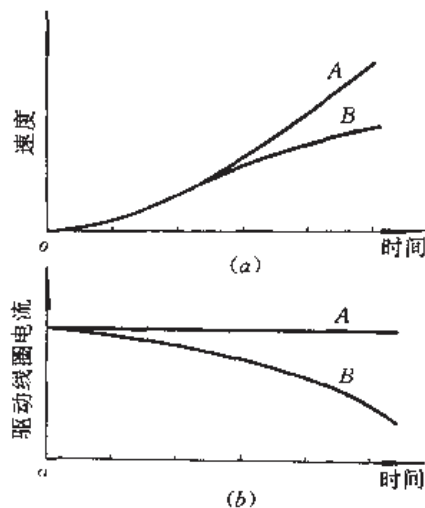


图 6-4 反电动势对炮影响的示意

(a) 反电动势对速度的影响;

(b) 反电动势对驱动线圈电流的影响。

A—忽略反电动势; B—计反电动势。

值为 $J_b(\text{A}/\text{cm}^2)$ 。规定电刷表面积为 S_b , 则弹丸线圈的临界电流 $I_{pc} = J_b S_b$ 。显然, 这里的弹的质量 m 是指线圈质量 m_r 和电刷质量 m_b 之和, 即 $m = m_r + m_b = m_r(1 + m_b/m_r)$ 。很明显, m_b/m_r 应当小于 1, 以防驱动线圈做无用功。但是从几何形状考虑, $S_b = m_b \lambda$, 其中 λ 是一常量, 其量纲为长度乘时间的倒数。结合以上的关系式, 得到

$$Q^*/n \leq 0.182 M I_{rd} J_b \lambda \quad (6-14)$$

上面分析指出了选用电刷材料和使 C_r 提供足够磁通链的方向。

在炮的设计中, 第二个影响性能的重要参量是 t^* , 即

$$(t^*)^{-1} = \frac{\alpha}{\sqrt{m L_{rd}}} \quad (6-15)$$

这是时间常数的倒数, 用它度量弹丸在任一驱动线圈内达到最大速度的快慢。如果规定一个特征长度 Δ , 以使 $dM/dx \approx M/\Delta$, 则

$$(t^*)^{-1} = \frac{M}{\Delta \sqrt{m L_{rd}}} = \frac{k \sqrt{L_{rd} - L_r}}{\Delta \sqrt{m L_{rd}}} = \frac{k}{\Delta} \sqrt{L_r}/m \quad (6-16)$$

式中 k ——两种线圈间的耦合系数;

L_r ——弹丸线圈的电感。

应特别注意, t^* 与驱动线圈电感 L_{rd} 无关。这个时间常数越大, 弹丸达到峰值速的时间也就越短。然而由于

$$\frac{L_r}{m} = \frac{L_r}{m_r} \left(\frac{1}{1 + m_b/m_r} \right) = 0.91 \frac{L_r}{m_r} \quad (6-17)$$

所以可知, 使用布鲁克斯(Brooks)线圈^[3], L_r/m_r 有最大值。另一方面, k 和 Δ 值由驱动线圈的几何形状决定。通过增加驱动线圈绕组密度, 可将特征长度做得较短。但若仔细地探索, 还需要进行精确计算 Δ 值。

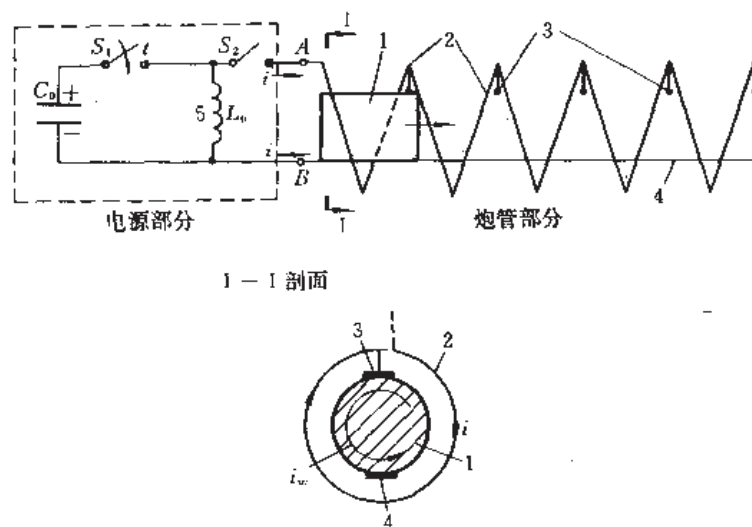
6.2.2 连续线圈感应型

连续线圈感应型导轨-线圈炮的原理如图 6-5 所示。它是为克服线圈炮复杂、费用高和导轨炮电流大而提出的。它由一个线圈及其内的一条导轨组成。金属的弹丸或电枢沿单导轨运动, 并与线圈各触点顺序地接触。电源内有一储能电感(线圈) L_0 , 当 L_0 被初级能源(C)充电而储能之后, 闭合开关 S_2 (同时断开 S_1), 使电流 i 通过线圈触点、弹丸(或电枢)、导轨, L_0 而形成回路(见图 6-5 的 I-I 剖面)。由于纵向变化的磁通通过弹丸或电枢横截面, 在弹丸或电枢内感应出一涡流 i_w , 此涡流叠加在电路通过弹丸或电枢的电流 i 之上。

根据楞次定律, 由于弹丸或电枢与线圈间的紧密耦合, 当磁场上升时, 在弹丸中感应的涡流值与线圈的电流几乎相等, 但方向相反。与感应线圈炮一样, 当线圈电流 i 和涡流取向相反时, 就有一个推力作用于弹丸上, 使它向炮口方向前进。

当弹丸运动到与第二匝接触和与第一匝断开时, 线圈电流进入到第二匝的电感中。由于短路的弹丸和第二匝间的高互感(反感性的), 第二匝前面的电感将变得很低^[4]。在这个过程中, 涡流 i_w 和作用在弹丸上的力继续保持着。这样一匝一匝地重复下去, 直到弹丸飞出炮口。在这种电炮中, 用于加速的电流远小于导轨炮的电流。

若以不计电阻、摩擦、磁场泄漏或转换等能量损失的理想情况考虑, 系统的能量平衡

图 6-5 连续线圈感应型导轨线圈炮原理^[4]

1—弹丸或电枢；2—线圈；3—触点或电刷；

4—单导轨；5—储能电感线圈。

方程是

$$W_0 = \frac{1}{2} L(x) i^2 - M i i_w + \frac{1}{2} L_w i_w^2 + W_i \quad (6-18)$$

式中 $L(x)$ ——驱动系统的全部电感, $L(x) \approx L_0 + L_d(x)$, 其中 L_d 是驱动线圈电感。

W_0 ——系统初始储能；

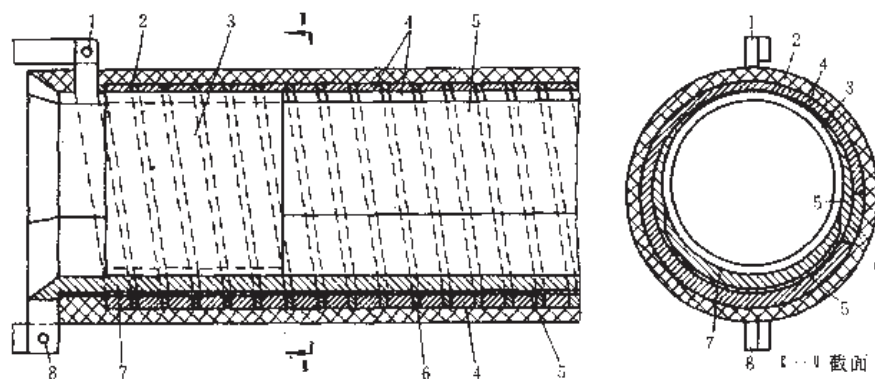
M ——弹丸与线圈间的互感, 近似常量。

携带电流部分线圈的电感

$$L_d = \mu_0 N^2(x) A_c / x \quad (6-19)$$

式中 $N(x)$ ——通电线圈之匝数, $N(x) = N_c x / l_c$, 其中 N_c 和 l_c 为线圈总匝数和长度；

A_c ——线圈横截面积。

图 6-6 连续线圈感应型导轨线圈炮结构^[4]

1—线圈接电源端；2—增强纤维绝缘管；3—弹丸或电枢；4—线圈的匝；

5—绝缘介质层；6—绝缘材料的“绕组”；7—金属导轨；8—导轨接电源端。

因此, 通电系统的电感

$$L(x) = L_0 + L_d = L_0 + \mu_0 N_c^2 (A_c / l_c) (x / l_c) \quad (6-20)$$

把式(6-20)代入式(6-18),并求关于 x 的偏导数;由于动能 $W_k = \int F_x dx$,则作用于弹丸上的加速力

$$F_x = \frac{1}{2} \frac{\partial L}{\partial x} i^2 \quad (6-21)$$

而 $\partial L / \partial x = \mu_0 N^2 A_c / l_c^2 = L'$ 。式(6-21)也是导轨炮弹丸受力的公式。在导轨炮中,结构决定了电感梯度 $L' \approx 0.5 \mu\text{H}/\text{m}$ 。而在本节讨

论的导轨-线圈炮中,若 $A_c = 1.2 \times 10^{-2} \text{m}^2$,则相当120mm口径,若使用 $l_c = 7\text{m}$ 长和 $N_c = 350$ 匝时, $L' = 35.5 \mu\text{H}/\text{m}$ 。可见,若两种炮使用相同电流值时,其加速力在导轨线圈炮中将提高70倍;或者取相同加速力时,导轨线圈炮的电流仅是导轨炮的12.5%。

图6-6画出这种导轨-线圈炮的结构。线圈置于增强纤维的绝缘管内,以保证其机械强度。绝缘材料的“绕组”把线圈的各匝分开。金属导轨呈弧形截面,以便上托弹丸。绝缘介质层把导轨与线圈隔离开。弹丸是中空的金属圆筒。图6-7所示为弹丸组件结构,其中包括弹丸、弹托两大部分。弹托又分为金属和非金属两部分。由于弹托金属部分呈筒状,变化磁场可在其内感生出涡流。

如果使用这种导轨-线圈炮逆序工作,即当线圈内有磁场时,在图6-5的右端用火、炸药驱动弹丸或电枢向左方运动,便构成磁通压缩发生器,能在左端输出强脉冲电流^[3,4],可作高功率脉冲电源用。

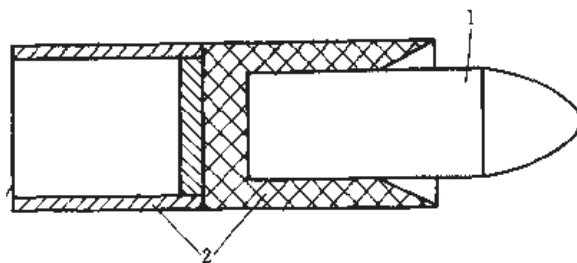


图 6-7 弹丸组件结构

1—弹丸;2—弹托。

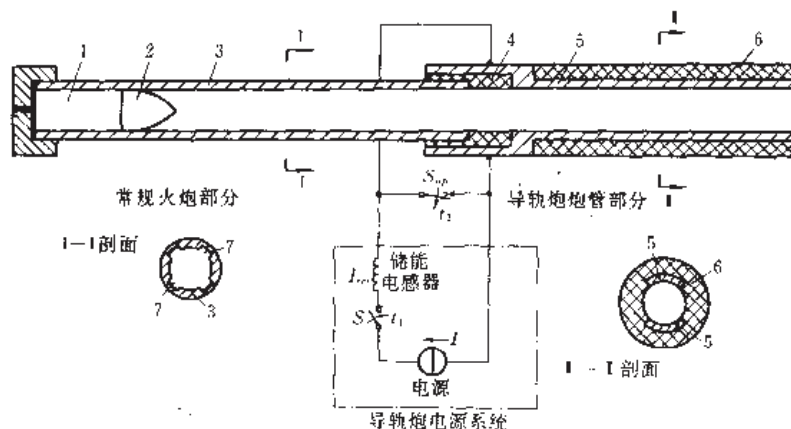
6.3 火炮-导轨炮

把化学火炮与电磁导轨炮组合在一起便成为火炮-导轨炮。混成火炮-导轨炮的目的在于:一是为了减少对导轨炮的导轨和绝缘材料的烧蚀。这是因为严重的烧蚀来自静止或慢运动的电弧。当弹丸和电枢达到较高速度时,这种烧蚀变得轻微;二是由于火炮和导轨炮的混合能提高弹丸速度,使其超过火炮的初速,从而增强外弹道效果;三是利用现成的常规火炮作注入器。因为火炮的内弹道和弹丸技术成熟,能很快地制成一种实用的战术武器;四是由于部分地使用了储能密度较高的化学能,将使电能源的体积变小,造价降低;五是火炮的技术成熟,比用其它电磁注入器方便、简单;六是能把火炮和导轨炮的优点集中于一身,有更高的发射效率。

6.3.1 线膛型

线膛型火炮-导轨炮的典型结构如图6-8所示。这种炮由两大部分组成,一部分是能为导轨炮提供具有初始速度弹丸的线膛(火)炮;另一部分是用于继续加速该弹丸的导轨炮。两炮的身管和炮管应成一直线,并连接装配成一体。弹丸是旋转着进入导轨炮的。化学发射药的燃烧气体产物为导轨炮的等离子体电枢提供更高的电导率。

一对平行导轨组成简单导轨炮炮管的一部分,紧固用的绝缘体包围导轨,以形成炮管。导轨炮的导轨与高功率脉冲电源系统连接。电源系统包括电源(如直流发电机)、开关

图 6-8 线膛炮-导轨炮的结构和原理^[5]

1—装药药筒；2—弹丸；3—火炮身管；4—绝缘短管；5—导轨；6—绝缘体；7—膛线。

和储能电感器。转换开关先使电源短路，以便在发射前为电感器充电储能。火炮身管与导轨炮炮管端部连接配置，两管的轴线应同轴重合，并用绝缘导管把它们绝缘开来。火炮膛表面刻有膛线。这里的膛线是与身管轴线成一定倾斜角的螺旋状的凹槽（阴线），如图 6-8 的 I-I 剖面所示。弹丸通过这种膛线时，产生旋转，以起运动稳定作用。导轨炮的炮管结构如 II-II 剖面所示。两导轨都具有弧形表面，与绝缘体构成圆口径炮管。在发射时，来自火炮的旋转弹丸进入导轨炮后，接着被电磁加速，并继续旋转。装药药筒前部的弹丸必须包括一个不导电的弹托，以防止弹丸在导轨炮部分加速时传导电流。这种不导电的弹托可由火炮的普通弹托精心改制而成。这里正是利用了弹丸低速时火炮呈现的优良性能，预先为弹丸提供了适当的弹底压力。火炮-导轨炮充分地利用发射药的性能，能以最小的体积和质量提供很大的加速力，从而使弹丸速度远超过火炮能达到的初速极限。

若弹丸能以高的注入速度（如 1km/s ）进入导轨炮炮管，则将极大地提高导轨的寿命。一旦弹丸的注入速度降到 100m/s 时，由于等离子体电枢的存在，就会出现导轨的轻微损伤。在火炮部分经化学爆炸产生的等离子体跟随在弹丸后面进入导轨炮膛，为导轨炮提供了激发等离子体电枢用的低电阻气体。导轨炮可用这些气体作电枢来继续加速弹丸。绝缘短管除能把两个炮管电绝缘开来外，同时还可密封火药燃烧产生的膨胀气体，并引导弹丸从火炮进入导轨炮。

严格地说，电源系统电路除包括强电流源、开关外，还应包括导轨炮的导轨。转换开关在适当时间把功率供给导轨，通过弹丸后面的电枢构成一个单回路直线电动机，加速电枢和弹丸。主电源可用电容器组，也可用单极发电机-电感器。若像图 6-8 那样使用单极发电机和电感储能线圈时，能量是以单极发电机的转子惯性储存起来的，因此还必须有原动机驱动单极发电机。转换开关闭合后，单极发电机产生的电流传给储能电感器线圈，以磁场形式储存能量。当断开转换开关时，将提高回路电感器的电压，击穿弹丸后面的两导轨间的低电阻气体，从而形成等离子体电枢。有时，也可利用火药内产生的热火药气体充作导轨炮的等离子体电枢。

以图 6-8 为例，火炮-导轨炮的工作顺序如下：（1）闭合开关 S ，使发电机为电感器充电；（2）点火，引燃装药药筒内的发射药，推动弹丸前进；（3）断开转换开关，使电感线圈（即两导轨间）电压升高；（4）弹丸及后面尾随的热火药气体进入导轨炮后膛，随着导轨间的电

压升高到足够大时,弹丸后面的火药气体开始被击穿而导电,形成等离子体电枢;(5)弹丸后面产生的等离子体电弧接通全电路,电流通过电感线圈,沿着导轨和电枢以及单极发电机,最后返回电感线圈;(6)依据导轨炮的工作原理,电枢和弹丸被加速。弹丸飞出导轨炮炮口后,闭合转换开关,为下一次发射而向电感线圈再充电,同时火炮的装填机构抛出药筒,并重新装填一发实弹,装填和击发的程序由位于火炮部分的装填和击发机构所控制。

使用这种火炮-导轨炮能获得更高的弹丸速度,而且弹丸旋转具有稳定性,既可利用现代火炮的速射和装填技术,又可利用现有弹丸的特点。虽然这种混合炮是火炮向电磁炮过渡的一种发射装置,但它很有实用价值,具有化学炮和导轨炮的优点,而且可在较短时间以较低成本制成超高速炮。

除上述转换方法外,尚有以下方法可实现从火炮到电磁炮的自动转换:一是在弹丸的后部加一金属固体电枢,以便进入导轨炮后传导电流。但固体电枢在 3km/s 以上的速度时不适用,且它比等离子体电枢重得多,将导致发射的有效载荷(战斗部)重量减少;二是在弹底放置电爆炸导体(丝或箔),利用它随弹丸进入导轨炮后被电流引爆而形成等离子体电枢;三是在发射药中加入能形成低阻抗电弧的化学物质;四是仅利用断路在电感线圈两端产生的高电压脉冲,引起弹丸后面两导轨间的空气电弧放电,以形成等离子体电枢。

6.3.2 滑膛型

滑膛型火炮-导轨炮与线膛型火炮-导轨炮的主要区别在于^[6]:火炮和导轨炮之间不是直接相连的,而是加一长度小于 1m 的“气体处理段”。滑膛火炮作为注入器。在这种混合炮中,可使用固态金属电枢于弹丸之后。这里仍是利用火炮的热气体膨胀推动弹丸的注入技术把弹丸组件预加速到一定的速度之后,再注入到导轨炮中去。

有人^[6]以电源能量占混合炮总能量 70% 的装置进行实验,结果表明:弹丸速度至少可提高 17% ,并预言,增大到 25% 也是容易达到的。由于注入速度较高,故导轨的烧蚀极小,使导轨炮的炮管长度大幅度短,从而对炮管材料的要求亦降低许多。

对注入用火炮的要求,取决于所发射的弹丸组件及其速度指标。典型的是 20mm 口径和 1km/s 的初速注入。所用曼恩(Mann)管注入器的冲量 I_T 可用罗克·艾斯兰德(Rock Island)公式来计算,经统一单位后,此公式有如下形式

$$I_T = \frac{(G_p + G_c/2)}{9.81} v_M + G_c \left(1 + \frac{G_c}{12G_p} \right) (41.677) \left[\frac{(RT_0)}{10^6} - (0.433 + 0.1486 \frac{G_c}{G_p} \left(\frac{v_M}{10^3} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6-22)$$

式中 G_p —— 弹丸组件的重量;

G_c —— 推进剂的重量;

RT_0 —— 赫尔克里士(Hercules)M5 常数, $RT_0 = 11.74$ 。

注入器的效率 η_{gun} 可用奥林考(Oerlikon)手册上的公式计算:

$$\eta_{gun} = 4.184 \times 10^3 G_p v_M^2 / (G_c e_p \times 9.81) \quad (6-23)$$

式中 e_p —— 推进剂的重量比能(J/kg)。

以上式代入相应量值计算,这种注入器的效率可达 19.7% 。利用现有炮管(如曼恩管)的结构尺寸和性能已知的条件,容易得到弹头面积、弹膛截面、身管长度、内膛表面积和身管结构形式。在设计上和线膛炮的不同之处,仅在于它的身管内无膛线,因而向弹膛

装填的装弹机构应做适当改动。

气体处理段的设计是依据使用者规定的炮口制动方案而定。在气体处理段,气体压力将下降,较典型的是从 $3.5 \times 10^7 \text{Pa}$ 下降到 $7 \times 10^6 \text{Pa}$ 以下。在气体处理段的出口处置有压力传感器,由此获得信号以触发导轨炮电源的放电开关,使弹丸进入导轨炮时能与电路放电同步。

导轨炮炮管的设计受诸多关键因素限制。导轨上的热载荷和机械载荷以及加到弹底的电枢是首先应考虑,然后确定电枢的特性。然后,还必须考虑圆口径滑膛的身管材料和制造工艺。

电流脉冲期间作用在导轨上的电磁压力在电流峰值时刻最大。导轨、电介质及其包容外壳必须设计成能承受住这个压力(p_r)。对于火炮-导轨炮来说,这个磁压力很容易计算, $p_r = (L_r I^2 / 2) / A_0$ 。导轨炮炮管截面形状依然与图 6-8 中的 I-I 剖视相同

在被发射的弹丸组件中,弹丸可用聚碳酸酯棒制成,此时它能在 $1 \sim 1.5 \text{km/s}$ 速度范围承受住 100km/s^2 的加速度作用。这种发射组件中的电枢采用固态金属的,电枢设计应考虑以下三个因素:与导轨的接触力;在发射期间作用在弹底上的压力可能使电枢向炮膛径向膨胀;应能密封炮膛以防气体产物逸出到弹丸前部。

对于滑膛型火炮-导轨炮的其它应考虑的技术问题是:去掉气体处理段(像图 6-8 那样)后,其系统的有效性如何? 弹丸组件飞离炮口后其稳定性如何? 还应考虑作为具有连发能力的战术武器的细节。此外,还应注意后坐装置和冷却系统的配置。

为了了解滑膛型火炮-导轨炮的性能和发展潜力,下面摘录一门拟用作战术武器的这类混合炮的有关设计参量^[6]:(1)在作注入用的火炮中,采用口径 20mm,无膛线,身管长 1.8m 的曼恩管,膛压 200~340MPa 气体处理段是长 0.7m 的带有槽缝的膛口装置(炮口制退器),药筒用 M103 黄铜制成,推进剂是 WC870 发射药 $3 \times 10^{-2} \text{kg}$,弹丸质量 $4 \times 10^{-2} \text{kg}$;(2)在导轨炮中,口径 20mm,无膛线,炮管长 1m,导轨用无氧铜挤压成形, $L_r = 0.35 \mu\text{H/m}$, $R_r = 160 \mu\Omega/\text{m}$,炮管绝缘体用的电介质是掺环氧族树脂的氧化铝,包容导轨和绝缘体的管壳材料是石墨加环氧树脂。炮管承受的磁压力为 138~200MPa;(3)在电源中:采用 240kJ 的电容器组,在 10kV 和 500kA 的水平下工作。

6.4 磁通聚集加强炮

在第三章分析线圈炮时,已知线圈炮除存在同步和弹丸线圈过热问题以外,主要的困难是驱动线圈的稳定性问题。尽管导线绕组线圈、螺旋线圈、螺线管线圈或毕特(Bitter)线圈以及单匝线圈均可用来作驱动线圈;但是,它们的能量转换均受其机械的、电的和热的特性限制。为克服这种缺点,人们研究用变压器线圈或“磁通聚集器”^[7,8]来加速弹丸,并将此原理用于常规火炮的电磁加强。

6.4.1 磁通聚集感应线圈炮

磁通聚集感应线圈炮是一种线圈炮。之所以放在这里描述,是因为这里需用它的原理来讨论变向量电磁火炮(一种混合炮)。磁通聚集感应线圈炮是基于磁通聚集器(图 6-9)的工作原理制成的。

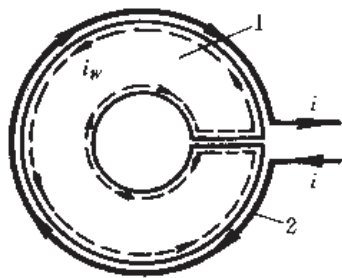
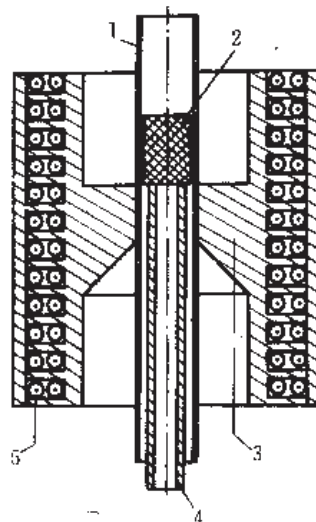


图 6-9 磁通聚集器原理

1—芯子(次级);2—初级线圈。

图 6-10 磁通聚集感应线圈炮^[8]

1—导向管;2—弹丸线圈;

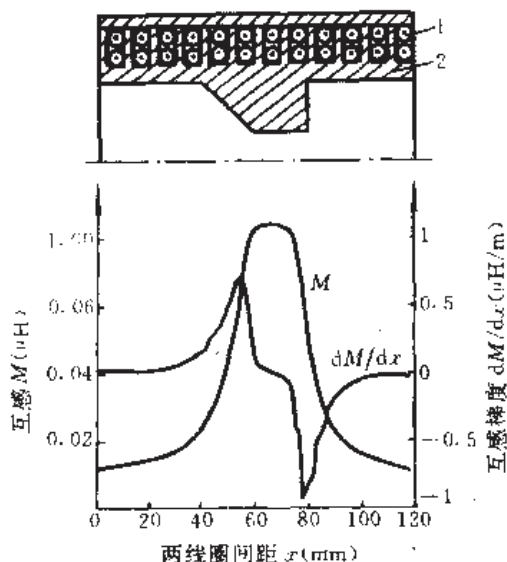
3—磁通聚集器;4—定位管;5—初级线圈。

磁通聚集器实际上是一个“变压器线圈”，即由电流脉冲变压器与机械强度高的单匝线圈组成的联合体。变压器的次级为一厚壁圆筒芯子，其径向开一细缝，将厚壁隔离地切开。厚壁芯子由高电导率材料制成，其外面绕一多匝线圈。多匝线圈作为此变压器的初级。供给初级一脉冲电流时，在厚壁芯子的实体中感应出一涡流 i_w 。由于趋肤效应，此涡流在芯子外表层流动，遇到细缝后折向芯子内表层。厚壁芯子内的涡流在外表层与初级电流方向相反，在内表层与初级电流方向相同。由于涡流回路的磁通反抗初级产生的磁通，它迫使初级电流磁通集中于芯子的内孔内。把初级电流 i 变换成次级（芯子）电流 i_w 的效率取决于初次级的耦合程度。可以把次级绕组嵌入到芯子周围开的螺旋槽沟内，即紧紧地绕在开缝的厚壁金属管上。这样既可减轻作用在初级上的破坏力，又可同时加固带缝的次级“线圈”。

使用这种变压器作感应线圈炮的驱动线圈有如下的优点：(1)具有极高的机械的、电的和热的稳定性；(2)磁通聚集器内孔内有极强的磁场，有利于电磁加速；(3)改变炮（聚集器）口径的几何结构将使磁场分布形状改变；(4)具有变压器作用，即初级电流小，次级电流大；(5)线圈对电源易实现阻抗匹配。这种炮的缺点是，感应和欧姆损失限制了能量转换效率。

利用上述的变压器线圈或磁通聚集器，可建造聚集磁通的感应线圈炮（图 6-10）。把高压电缆嵌在中空的铜芯外侧的螺旋槽内，绕成两层作初级绕组，其电感典型的约 $2\mu\text{H}$ ，电阻约为 $30\text{m}\Omega$ ，使用 90kA 电流，产生 24T 磁感应强度。弹丸线圈的放置位置由定位管调整。导向管用于导向弹丸运动。虽然和其它线圈炮一样，两种线圈间的互感和互感梯度都是两线圈位置 x 的函数，且分布曲线类似图 3-1 的形状。但是，实际上这种炮的 $M(x)$ 和 dM/dx 曲线在细节上与普通线圈炮不同。可以用频率产生器激励炮系统，通过感应开路电压 u 、激励电流 i 和电角频率 ω 测出互感 $M(=ui/\omega)$ ；也可用计算机仿真出 $M(x)$ 和 dM/dx 曲线。图 6-11 便是计算机仿真出的 $M(x)$ 和 dM/dx 曲线分布，与弹丸的可能位置相对应。

单级炮的集中参数等效电路如图 6-12 所示。要想对炮进行数值分析，必须依据这个电路模型写出驱动线圈电路、弹丸线圈电路、加速力和运动方程。它们分别是：

图 6-11 互感和互感梯度与 x 关系^[8]

1—初级线圈; 2—磁通聚集器。

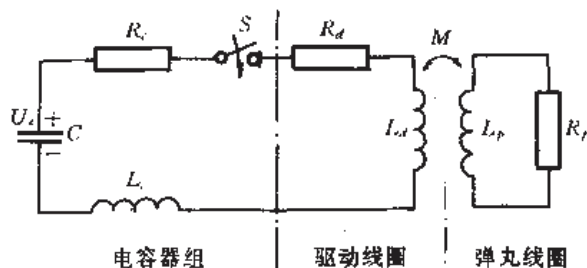


图 6-12 磁通聚集感应线圈炮电路模型

$$u_c = U_c - \frac{1}{C} \int_0^t i_d dt = (R_d + R_c) i_d + (L_d + L_c) \frac{di_d}{dt} + M \frac{di_p}{dt} + v_p i_p \frac{dM}{dx} \quad (6-24)$$

$$R_p i_p + L_p \frac{di_p}{dt} + M \frac{di_d}{dt} + v_p i_d \frac{dM}{dx} = 0 \quad (6-25)$$

$$F_p = i_d i_p \frac{dM}{dx} \quad (6-26)$$

$$F_p = ma = m \frac{dv_p}{dt} = m \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (6-27)$$

式中 U_c ——电容充电电压; u_c ——电容瞬时变化电压。

驱动线圈电感 L_d 和电阻 R_d 是指对变压器系统的等效值; 而电容器电感 L_c 和电阻 R_c 是不变的常量。若使用管状弹丸, 则弹丸(线圈)的电感和电阻分别为:

$$L_p = \mu_0 r_p \left[\ln \frac{8r_p}{l_p} - 0.5 \right] \quad (6-28)$$

$$R_p = \frac{\rho_p \pi (2r_p - \Delta r_{ef})}{l_p \Delta r_{ef}} \quad (6-29)$$

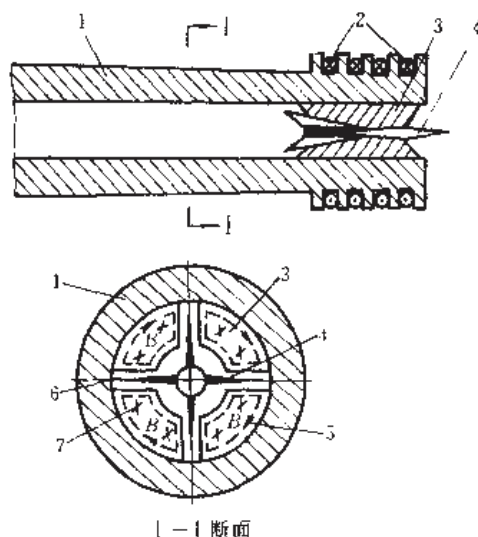
式中 ρ_p ——弹丸(线圈)材料的电阻系数; Δr_{ef} ——管状弹丸的等效厚度, 常等于趋肤深度 δ 。倘几何厚度 $\Delta r \leq \delta$, 则 $\Delta r_{ef} = \Delta r$ 。

6.4.2 变动量电磁火炮

磁通聚集器除用于金属成形和充作感应线圈炮外, 还可用它增强常规火炮, 使之成为变动量的电磁火炮。

所谓变动量电磁火炮, 是利用磁通聚集器把电磁能通过动量变换转变成弹丸动能的装置。动量变换的原理示于图 6-13。

在常规火炮炮口的外缘套上一激磁绕组。绕组线圈最好固定在预先备有的槽沟内, 以

图 6-13 变动量电磁火炮^[3]

1—火炮炮管;2—激磁绕组;3—弹托;4—弹丸;5—涡流 i_e ;6—弹托间隙;7—涡流磁场 B 。

改善绕组的抗电磁能力。所用的弹丸(如杆状穿甲弹芯)置于—圆柱形金属弹托或活塞内,弹托从内孔到外圆周径向地开出几条槽缝(图 6-13 中开四条)。这样一来,弹托和炮口区段的磁场就构成了上述的磁通聚集器。

外电源以上升较慢的串流向激磁绕组馈电,该电流产生的磁通(称原磁通)透过炮管壁进入炮口区域内,此时火炮发射的弹托和弹丸到达炮口的磁场区域。它们具有速度 v_m ,这里弹托质量用 m_s 表示,弹丸质量用 m_p 表示,因此它们的动量为 $(m_s + m_p)v_m$ 。由于弹托和弹丸是以较大速度进入磁场区的,于是轴向穿入弹托横截面的磁通随时间快速变化,在四块弹托区域的外表层感生出电流 i_e ,这些电流是与绕组电流反向的镜像面电流(图 6-13 用虚线表示这些趋肤电流)。 i_e 也产生磁通,它们反抗原磁通,就像两个同极性磁铁相斥一样,把原磁通排挤、压缩到弹托的内孔中。换句话说,在此过程中原磁通也反抗感生电流 i_e 产生的磁通,即阻止弹托前进;而弹丸内无磁通,它不被制动。于是,原动量 $(m_s + m_p)v_m$ 发生变化,对弹托的制动几乎使原动量 $m_s v_m \rightarrow 0$ 。根据动量守恒原理,弹丸将以高于 v_m 的速度 v_{pf} 射出炮口,即 $v_{pf} > v_m$,从而把电磁能转变为弹丸的动能增加。

动量变换式电磁火炮的优点在于:首先,弹丸能获得比火炮高的炮口速度。初步计算表明,若对常规的 105mm 口径火炮采用上述的电磁动量变换,可将 1kg 重的穿甲弹出口速度提高一倍以上;其次,炮口的激磁线圈及其产生的磁场类似炮口制动器,结果能使炮的后坐力变小;最后,它的装置较简单,仅在常规火炮炮口区加—线圈绕组,便可制成这种混合炮,而且这种混合炮对电源和同步精度要求不高。这是因为它几乎利用了普通火炮现有的成熟技术和构件,而新添加的部件极少。

6.5 “火炮”馈电的导轨炮

本节介绍用火炮(化学能)发电来推动导轨炮(或电热炮)弹丸的混合装置,称作“火炮”馈电的导轨炮。这种装置的工作原理类似磁通压缩发生器作电源的导轨炮^[3]。

由于当今世界上火炸药储能密度仅次于核能密度,而且火炸药技术成熟,因此利用火

炸药或其它含能材料脉冲发电是有前途的。

使用“火炮”发电激励导轨炮,不需要另外的高功率脉冲电源、电感器和断路开关等部件。实质上,它是把化学能转变为电磁能来加速弹丸的装置。火炸药激励的导轨炮的原理和结构表示在图 6-14。这种混合炮由以下部件组成:火炮式磁通压缩发生器(或发电机)、炮管(导轨)、双极磁体、大质量的活塞和小质量的弹丸。较大质量的活塞是火炮发电机的一部分,较小质量的弹丸是导轨炮的一部分。归结起来,由两大部分组成,即共管的火炮式发电机和共管的导轨炮。炮管外形呈锥状,其内有两条共用导轨,它们既是发电机输电母线,又是导轨炮的导轨,活塞和弹丸在其内运动。

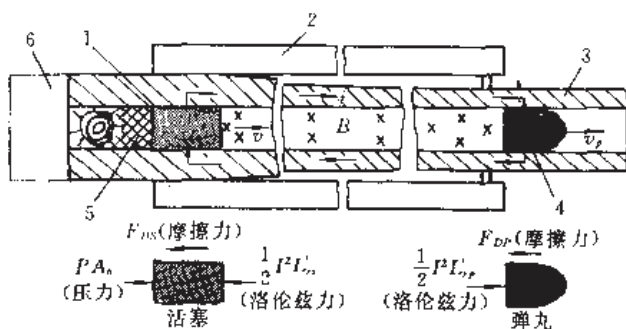


图 6-14 “火炮”发电的导轨炮^[16]

1—活塞;2—双极磁体;3—炮管(导轨);
4—弹丸;5—推进剂;6—后封。

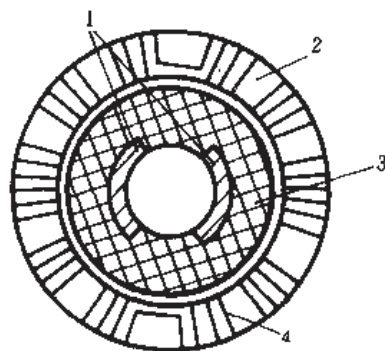


图 6-15 双极磁体和炮管结构

1—炮管导轨;2—双极磁体;
3—炮管绝缘体;4—磁体绕组。

把推进剂放置于混合炮尾部的燃烧室,引爆推进剂,化学反应产生的高压气体推动活塞前进。活塞的质量比弹丸大,由导电材料做成,并带有电刷与导轨接触。双极磁体在炮工作以前应当通电,以产生与活塞-导轨平面正交的工作磁场。由于活塞被化爆推力作用向前运动压缩磁场而做功,根据磁通压缩发生器的工作原理^[3](亦可参见第七章),在活塞、导轨和弹丸组成的回路中产生感应电动势,激励出大脉冲电流。像普通导轨炮一样,由洛伦兹力推动弹丸前进。也可直观地理解为,当活塞压缩磁通对弹丸产生“弹性”作用时,把力传给弹丸,并对弹丸做功而自己减速,即在活塞通过磁通对弹丸“作用”时,导轨回路的感应电流在活塞上产生一减速力。当此减速力与作用在活塞上的化学爆炸推力相等时,活塞便停止运动。基于此原理,可设计成活塞到达炮口之前使其停止运动或反向运动,以避免活塞飞出炮口。

这种混合炮像一般火炮一样,也是利用化学能加速弹丸的。但是,在它中间插入了一个发电环节,以此提高弹丸速度。

炮管基本上与常规火炮炮管类似,只是它包含两条金属导轨,而导轨嵌埋在管壁内(图 6-15)。除导轨之外,炮管用高强度复合材料制成。最好的复合材料是纤维 B(Kevlar),这是一种聚对苯甲酰胺纤维材料;其次也可考虑用增强纤维的环氧树脂。形成的炮管要能承受住推进剂气体产物的压力和作用于导轨上的电磁压力,为此炮管应制成锥状的。活塞不与导轨直接接触,而是在其前部放置固体电刷或等离子体电枢。活塞速度一般不超过 2km/s。弹丸后部必须使用等离子体电枢,因为弹丸速度常超过 4km/s。炮口置有一闭合开关,当弹丸出口后提供短路,避免炮口电弧放电。此开关应有一控制电流衰减的可变电阻

器,以便在活塞到达炮口前提供使活塞制动的电流,将活塞停止。

双极磁体也是炮的重要部件,图 6-15 给出它的结构示意图(图 6-14 的左侧视图)。双极磁体向两导轨间的空间提供磁场。纵向绕在绝缘筒上的绕组是串联的。它的左右两部分反向绕制,以便合成磁场垂直通过两导轨间的平面。常规导体或超导体均可作双极磁体的绕组。绕组的匝数应当多些,以便使激磁电流小到几百安培。可使用一中等规模的直流发电机或一蓄电池组为之供电。若使用高温超导将有许多好处,因为超导体具有极长的放电时间常数。确定磁体电流的依据是:炮工作期间,低电流的多匝绕组所产生的内部电压是否能击穿匝间的绝缘和过热能否破坏绝缘。

为了研究这种混合炮的性能,首先应建立一个数学模型。活塞的运动方程和弹丸的运动方程分别是^[10]:

$$m_s \frac{dv_s}{dt} = pA_0 - \frac{1}{2} L'_{rs} i^2 - M'_s \dot{i} i_s - F_{ns} \quad (6-30)$$

$$m_p \frac{dv_p}{dt} = \frac{1}{2} L'_{rp} i^2 + M'_p \dot{i} i_s - F_{np} \quad (6-31)$$

式中 p ——推进剂气体对活塞的压力;

i_s ——双极磁体的激磁电流;

L'_r ——导轨对应活塞或弹丸的电感梯度;

M' ——活塞或弹丸对双极磁体的互感梯度;

F_0 ——活塞或弹丸与炮膛的摩擦力;

v ——活塞或弹丸的速度。

以上符号下标加“ p ”者,代表弹丸的,加“ s ”者表示活塞的。由于活塞和弹丸运动,所以双极磁体和导轨的电流都在变化。这两个电流应从它们所在电路的方程中求得。导轨系统的电路方程是

$$(M'_p v_p - M'_s v_s) \dot{i} + (M_s - M_p) \frac{di_s}{dt} = i(v_s L'_{rs} - v_p L'_{rp}) + L_T \frac{di}{dt} + i \Sigma R \quad (6-32)$$

式中 ΣR ——回路各电阻之和;

L_T ——导轨总电感,

$$L_T = \int_{x_0}^{x_s} L'_{rs}(x) dx + \int_{x_0}^{x_p} L'_{rp}(x) dx \quad (6-33)$$

其中 x_0 和 x 是表示 $t=0$ 和 t 时刻活塞和弹丸的位置。双极磁体系统的电路方程

$$(M'_p v_p - M'_s v_s) \dot{i} + (M_p - M_s) \frac{di}{dt} + L_s \frac{di_s}{dt} + i_s R_s = U_s \quad (6-34)$$

式中 U_s ——外加于双极磁体绕组的电压;

L_s ——具有电阻 R_s 的双极磁体绕组电感。

为了简化分析,假设爆炸产生的气体绝热膨胀,活塞和弹丸的 L'_r 和 M' 都是常量,以及在发射期间双极磁体绕组短路。然后对描述系统的四个微分方程,即式(6-30)至式(6-34),使用龙格-库塔(Runge-Kutta)方法进行数值积分,就可得到导轨电流 i 和激磁电流 i_s 的变化规律,从而计算出表征炮性能的各有关参量。

希拉尔(Hilal)^[11]出于把这种混合炮用于坦克的目的,使用坦克炮所要求的指标(如 1kg 弹重和炮口速度 4~5km/s),用数值方法在计算机上仿真,获得对认识这种混合炮

性能有益的结果。他仿真时所使用的参量是:弹重 1kg,炮口速度 4km/s,口径 125mm,炮管长 12m,活塞后膛内压力 320MPa,活塞质量 18kg,活塞最大速度 1.3km/s,炮管绝缘材料使用凯夫拉尔或环氧树脂,导轨材料为铍铜,双极磁体电感是 $3.4\mu\text{H}$, $M' = 0.4\mu\text{H/m}$, $L_{rr} = L_{rr} = 0.5\mu\text{H/m}$, $B = 6\text{T}$,双极磁体长 5m。希拉尔的仿真的结果示于图 6-16。

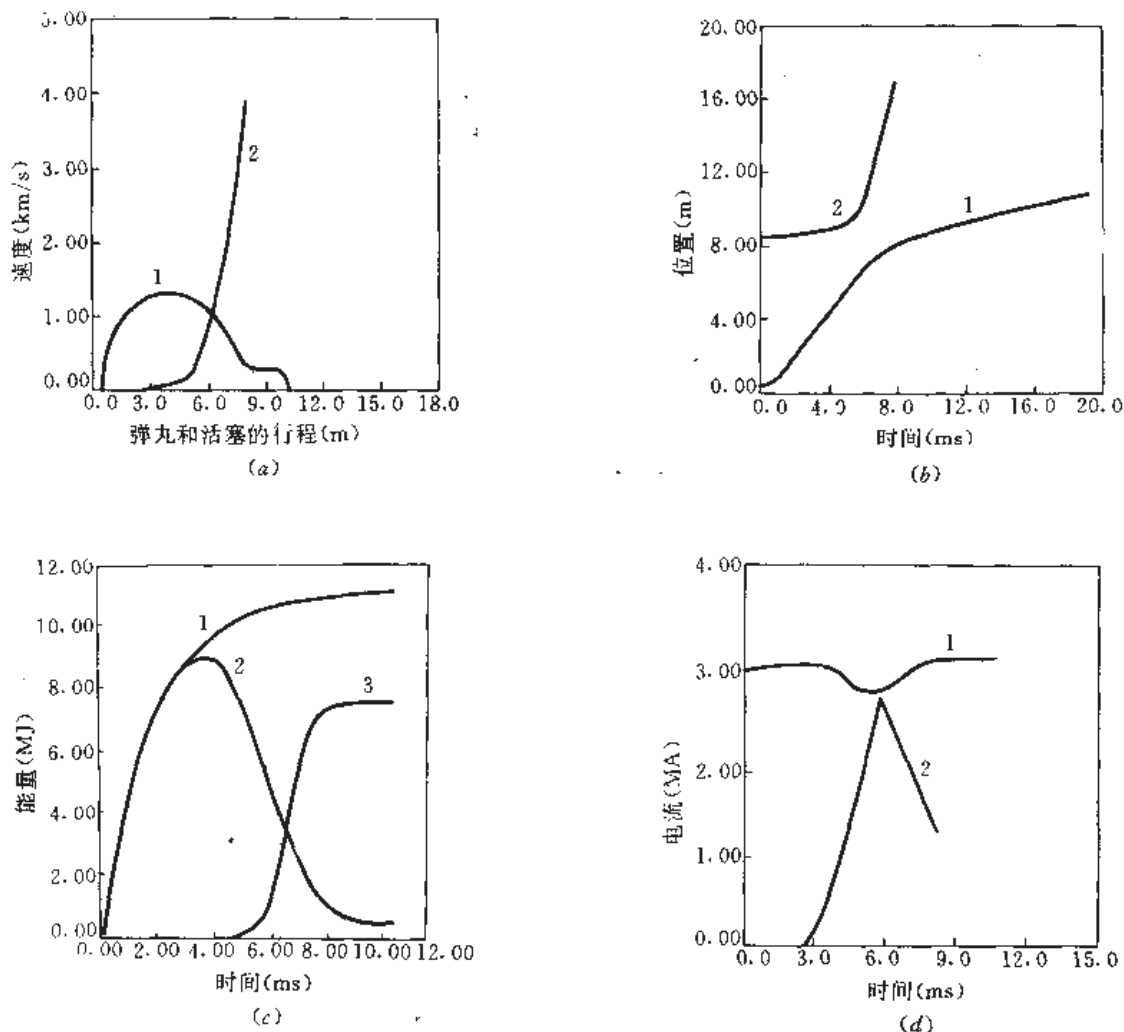


图 6-16 “火炮”馈电导轨炮的特性

(a) 弹丸、活塞速度与它们行程之关系;

1—活塞;2—弹丸。

(c) 弹丸、活塞动能与时间关系;

1—压力做功 $\int p A_s dx$; 2—活塞动能; 3—弹丸动能。

(b) 弹丸、活塞位置 x 与时间之关系;

1—活塞;2—弹丸。

(d) 导轨、双极磁体电流随时间变化;

1—双极磁体电流; 2—导轨电流。

图 6-16(a) 表示弹丸和活塞的速度是位置的函数。应当注意, 开始弹丸远离活塞 3m。活塞被爆炸产生的气体加速到 1.3km/s 的最大速度, 当弹丸飞出炮口时活塞开始减速, 后来降至 0.3km/s (此时弹丸的速度是 4km/s), 最后约在 10m 处停止。为了使活塞减速到零, 在弹丸飞离炮口之前就应闭合炮口开关。

活塞和弹丸位置与时间的关系表示在图 6-16(b)。在活塞加速期间, 弹丸的加速度相对较小, 然后弹丸才被快速加速而达到炮口位置。活塞加速用了近 20ms 的时间, 而弹丸

仅使用了不到 3ms。

图 6-16(c) 表示活塞和弹丸动能与时间的关系。推进剂的化学能量是弹丸动能的源泉。推进剂传给活塞的化学能是 $\int p A_s dx$ 。当活塞动能减小时, 弹丸动能却增大。

图 6-16(d) 表示双极磁体和导轨的电流随时间的变化。双极磁体绕组电流在发射前和发射后是相同的, 仅在发射期间变化。注意到这一事实极为重要, 这说明发射不从双极磁体提取磁能, 亦即这种混合炮的发射完全利用化学能。因此它具有以下一些优点: (1) 只要双极磁体电流衰减的时间常数比发射时间长得多, 则在发射期间就不需要给双极磁体绕组供电; (2) 若使用超导磁体绕组, 就不需要任何中间充电环节。也就是说, 这种炮充完电就再不需要电源了; (3) 传递给弹丸和活塞的所有能量完全来自化学能, 几乎不用电能就可使弹丸达到高速度。虽然使用了把化学能转变为电能这一变换环节, 但变换十分简单。基于以上的能量转换观点, 可用图 6-16(c) 估算这种炮的效率。传递给活塞的化学能是 11.2MJ, 其中 7.4MJ 转换给弹丸, 因此这种混合炮的效率约为 66%。实际效率将比此值小, 因为上述分析忽略了电枢能量损失和摩擦能量损失。

除上述优点外, 这种混合炮还较容易获得 4~8km/s 的炮口速度, 而且不需要一般电磁炮所用的电源、功率调节设备和大容量断路开关。由于无脉冲电源和开关限制, 它还可实现快速连发。所有这些, 使得这种混合炮既优于导轨炮, 也优于化学炮, 因而是一种极有前途的混合电炮。

6.6 磁压缩等离子体炮

磁压缩等离子体炮是一种以炸药能量驱动的电磁“火炮”。它把化学能转变成磁能, 然后利用磁能压缩等离子体推动弹丸前进。实质上, 它是一种变型的化学-电热混合炮。图 6-17 示出这种炮的三个工作阶段。

磁通压缩等离子体炮是一个同轴结构装置, 由内导体、外导体、炮管、电源、炸药、连接内外导体的短路电桥和若干同轴圆盘组成。闭合电源开关时, 大电流脉冲 (i) 通过内外导体和电桥而构成回路, 它将电桥电爆炸成等离子体, 并在回路空间产生磁场 B 。在激励电路的同时, 引爆外导体周围敷设的炸药, 炸药爆炸, 将输入端的内外导体压缩成短路, 并进而推动短路环(点)向前, 如图 6-17(b) 所示, 同时压缩闭合回路空间的磁场, 推动等离子体电桥前进。等离子体电桥以及其内的放电电流在前进过程中, 把沿路的圆盘都转变为等离子体或中性气体(其能量来自炸药爆炸压缩磁通期间产生的大电流), 它们加入原等离子体电桥的质量内。改变等离子体电桥的质量可以调节被压缩的回路空间体积, 以此能改变磁场被压缩的程度。在洛伦兹力作用下, 被压缩的磁场驱动前面的已气化的气体前进, 从而推动炮管内的弹丸高速前进, 如图 6-17(c) 所示。在特殊情况, 弹丸本身也可当作内外导体间的电桥。不过, 此时的短路“电桥”不被电流爆炸成等离子体, 而是以固态形式前进。

炸药爆炸以后, 回路空间体积继续缩小, 包围其内的初始(“种子”)磁通被压缩。炸药前沿的速度大约是 8km/s。所选同轴系统的电参量应保证磁场衰减时间常数要比压缩过程用的总时间常数大。在磁场被压缩的过程中, 炸药储存的化学能转变为机械能, 以此压缩回路内的磁场, 为反抗磁场的“膨胀”力做了功。根据电机(或磁通压缩发生器^[3])原理,

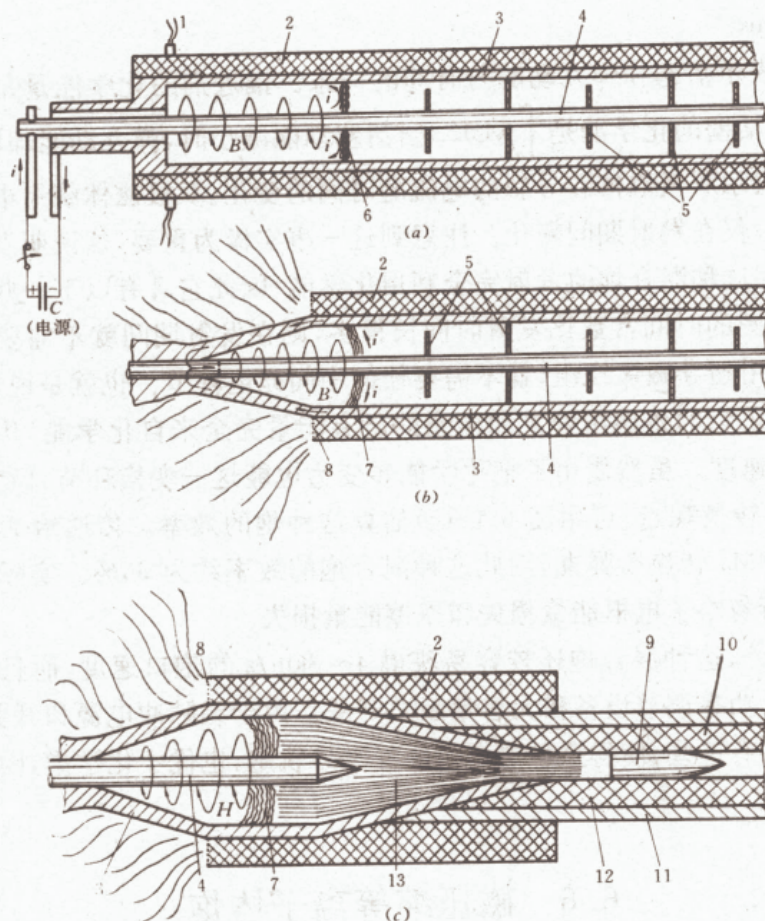


图 6-17 磁压缩等离子体炮工作原理^[12]

(a)提供“种子”磁通；(b)爆炸磁压缩；(c)等离子体加速弹丸。

1—引爆装置；2—炸药；3—外导体；4—内导体；5—圆盘；6—短路电桥；7—等离子体电桥；

8—爆炸前沿；9—弹丸；10—炮管；11—钢管；12—陶瓷衬套；13—物质包。

这个功被转变为电磁能量。其转变速率的增长近似地正比于磁能。这意味着开始压缩时磁场的强度较低，能量转变速率也低，此时来自炸药的能量没有被充分地利用。仅在压缩的后期，磁场的强度变得充分高时，转变速率才增高，来自炸药的能量才被充分利用。由此可见，转变速率在压缩过程中增加。这表明磁场能量的含量近似与压缩因子成正比，即近似与同轴路程的剩余长度成反比。

在压缩过程中，沿途把圆盘质量并入等离子体电桥内，成为被压缩的终端前沿。必须注意两点：(1)等离子体电桥运动不能太慢，爆炸前沿绝不能追上等离子体电桥，否则积累起的被包围的磁场能量立即转变为焦耳热而不能再朝前运动；(2)等离子体电桥运动也不能太快，否则压缩因子将减小，所要求的压缩效果不能达到。这两个要求，可通过在适当距离放置和选取不同质量、形状的圆盘来得以满足。因为圆盘质量并入等离子体电桥将在压缩前沿筑起一惯性质量之“堤”，以此调节等离子体电桥运动的快、慢。另外，短路开始时，短路电桥不能距电流输入端太近，否则将产生过大的初始能量损失。

沿轴线路径上的圆盘可以是板状的，也可以是薄壁锥体；其材料可以是导电的，也可以是绝缘的，或者是二者混合的。前进中的等离子体电桥碰到下个圆盘(如铝盘)时，就把圆盘材料合并到电流路径内，被气化成等离子体，其质量加入到行进的等离子体电桥中

去。用这种等离子体电桥可加速各类弹丸。若使用分层的包含非导电材料的圆盘时、等离子体电桥内将有中性物质。等离子体电桥物质和沿途的中性物质被加速,形成物质包。这些物质包碰撞位于炮管内的弹丸并对之加速,正如图 6-17(c)所示。

若中心导体较短时,等离子体在磁场中能被纵向地拉长以代替中心导体作用,此时圆盘应固定在外导体上。

依据上述原理工作的混合炮,可有各种各样的发射结构^[12],我们仅讨论了图 6-17(c)所示的对军事有用的发射结构;对于这种结构的混合炮,弹丸应使用固态导体。外导体锥状端嵌入炮管内,内导体端部削成锥状。物质包被等离子体电桥朝前推,进入横截面变小的炮管内,在炮管内碰撞到坚固的金属弹丸上。炮管包括外钢管和陶瓷内衬套。之所以用导体弹丸,是为了使它经得起大电流。尤其在弹丸与等离子体接触时,更应使用坚固耐熔的金属弹丸。

6.7 电磁火箭炮

常规火炮或火箭的加速度被气体膨胀率所限制,这是由与音速相关的物理定律所决定的。在绪论中曾简要地分析过火炮速度的限制因素,从中得出的结论是,发射药气体膨胀速度将把弹丸的最大炮口速度限制在 2km/s 以内;身管所能承受的膛压把弹丸的质量限制在 100kg 左右。于是人们开始寻求新的发射途径——电炮。那么不禁要问,另一种化学发射器——火箭是否有局限性?这要从火箭的飞行原理来找答案。

火箭的飞行原理是动量守恒定律。火箭在飞行时,燃料和氧化剂在燃烧室内燃烧,背着飞行方向往后不断地喷射出大量高速气体,使火箭能在飞行方向上获得很大的动量,从而提高速度。若忽略空气阻力和重力的影响,可以容易地推导出火箭方程和火箭的质量比公式,即

$$v_{r1} - v_{r2} = v_g \ln(m_1/m_2) \quad (6-35)$$

$$v_{rf} = v_g \ln(m_0/m_{rf}) \quad (6-36)$$

式中 v_{r1} ——火箭在质量为 m_1 时的速度;
 v_{r2} ——火箭在质量为 m_2 时的速度;
 v_g ——喷出的气体相对火箭的速度;
 m_{rf} ——火箭燃料烧尽时剩下的质量;
 v_{rf} ——燃料烧尽时火箭的速度;
 m_0 ——火箭开始发射时的质量。

从上可见,在相同条件下,火箭燃料的喷气速度越大,火箭所能达到的速度亦越大;如果火箭的质量比 m_0/m_f 越大,火箭所能达到的速度也越大。在喷气速度和质量比相同的情况下,火箭的速度与它自身的重量大小无关。所以,要想提高火箭速度,只能提高喷气速度或质量比。提高喷气速度,需要燃烧效率高的高性能燃料(推进剂),目前较好的燃料也只能达到最大喷气速度 $v_{gm} \approx 2.5\text{km/s}$,但燃烧室的温度却达到 4000K。另一方面,增大质量比对提高火箭速度并不显著,这是因为方程(6-36)中存在对数关系,例如 $v_g = 2\text{km/s}$ 时:

m_0/m_{rf}	2	5	10	25	50	100	1000
$v_{rf}(\text{km/s})$	1.38	3.22	4.6	6.44	7.8	9.21	13.8

可见,要使火箭具有更高的速度,例如要达到 7.91km/s 、 11.2km/s 和 16.7km/s 的第一、第二和第三宇宙速度,所需质量比将相当大。要将 1t 重的火箭推进到第一宇宙速度,则将需要 49t 以上的推进剂。以上分析没有计及空气阻力和重力影响。若计及它们的影响时,所需的质量比将更大。使用多级火箭对此有一定改善,因为多级火箭的最终速度 $v_{\text{f}} = v_{\text{e}} \ln(N_1 N_2 \cdots N_n)$, 其中 N 是各级的质量比。也就是说,取小质量比,则需要级数多,这无疑增加了成本和复杂性。所以常规化学火箭存在一定的局限性,不能令人满意。在这种情况下,温特伯格(Winterberg)^[13]于1983年提出了电磁火箭炮的概念。

所谓的电磁火箭炮,是一种用电磁能加强的火箭或类火箭装置。被加速体是一枚火箭或类火箭的射弹,用电磁导轨炮、线圈炮或重接炮辅助发射,即利用本身推进剂的化学能和电源的电磁能同时加速。此时,作用在弹丸上的推力为推进剂喷射的反作用力和电磁力之和,从而能提高类火箭射弹的速度。但是,合力并非是两种力的简单线性相加的结果。

6.7.1 基本原理

在电磁炮(特别在线圈炮)中,加速期间弹丸线圈被欧姆加热,有时要熔化掉,而且此能量白白损失掉。而在电磁火箭炮概念中,类火箭的射弹内装有推进剂,推进剂能冷却弹体,防止弹体被熔化,同时焦耳热加热了推进剂,能使推进剂高效能地燃烧。此外,弹体处在强磁场中,推进剂还要被磁场电阻性地加热^[14]。所以推进剂要比无电磁情况时有更高的向后喷射速度,产生更大的反作用推力,同时还存在电磁推力。不像常规火箭,这里推进剂接收着外部磁场能量,对于一给定的磁场强度,电阻性加热速率正比于射弹的速度,即随弹体的速度增加而上升,因此喷气速度也随射弹速度而增加。另一方面,这里的反冲动量通过磁力场被炮管所吸收,而不是被废气所吸收。所以,电磁火箭炮有两个突出的特点:第一是喷气速度随射弹速度增加而上升;第二是总的反冲动量转移到笨重的炮管上,这样的加速效果比纯火箭情况更有效。而常规火箭的喷气速度是常量,而且反冲动量作用在一个稀薄的喷气流上。

一、导轨型电磁火箭炮

将类火箭的射弹放在导轨炮的两导轨之间,如图6-18(a)所示^[14]。弹丸中心被挖成空腔,腔内装有推进剂,尾部装有喷嘴。理想的推进剂是液态氢,但也可使用其它推进剂,例如锂的氢化物,或者其它易燃的燃料和推进剂的混合物。从获得高温的观点来看,选用氢最好。

像在普通导轨炮中那样,向导轨输入电流 I ,电流通过装有推进剂的燃烧室,此处燃烧室相当于电枢,此时洛伦兹力($J \times B$)作用于射弹。另一方面,流经燃烧室壁的电流将欧姆加热燃烧室,推进剂利用这部分能量自身加热后,以一适当的速度接近喷嘴,与射弹尾部的强磁场混合并被磁场电阻性地加热到高温,以更高的速度喷射出,从而获得比常规火箭更大的反冲力作用于射弹。

二、线圈型电磁火箭炮

类火箭射弹也可用线圈炮电磁加速^[9]。线圈型电磁火箭炮分两类,一类是有喷嘴的,另一类是无喷嘴的。

有喷嘴的线圈型电磁火箭炮如图6-18(b)所示。驱动线圈和普通的感应线圈炮一样,火箭燃烧室构成一单匝的弹丸线圈。电源激励驱动线圈绕组,在燃烧室壁感应出环流,若

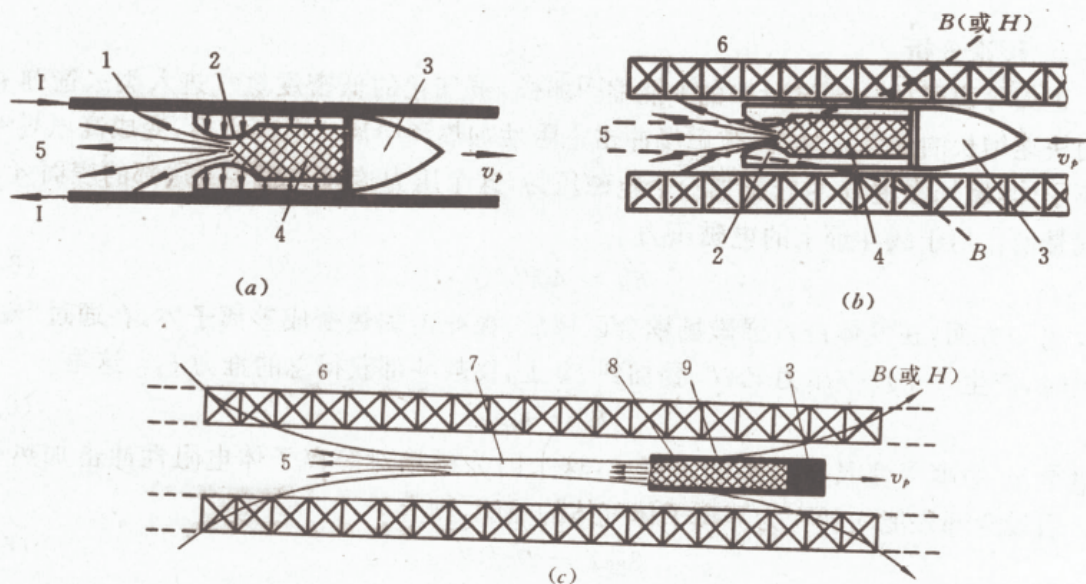


图 6-18 电磁火箭炮的三种型式

(a) 导轨型; (b) 有喷嘴线圈型; (c) 无喷嘴线圈型。

1—导轨; 2—喷嘴; 3—有效载荷或战斗部; 4—燃烧室和推进剂; 5—喷气流;
6—驱动线圈; 7—“磁镜”喷嘴; 8—薄金属壳; 9—推进剂。

两线圈电流分别为 i_d 和 i_p , 则作用于燃烧室上的电磁加速力显然是 $i_d i_p (dM/dx)$ 。类火箭弹丸在驱动线圈磁场加速的同时, 燃烧室壁的电流产生的焦耳热加热推进剂, 此时推进剂可冷却燃烧室, 不致被熔化, 而且推进剂以适当的速度从喷嘴喷出, 进入磁场正快速上升的磁场区, 在那里被磁场冲击加热到更高的温度, 变成等离子体; 此处的轴向磁场 B 把等离子体径向地约束在所谓的“磁镜”中, 防止径向扩散, 这极有利于轴向喷射, 因而增大了反作用推力。这样, 火箭或类火箭射弹除受电磁力作用外, 同时还被磁场冲击电阻性加热的喷气流的反作用力所加速。

无喷嘴式的线圈型电磁火箭炮如图 6-18(c) 所示。与有喷嘴式的不同仅在于: 一是有效载荷(或战斗部)之后的燃料是固态推进剂; 如固态氢; 二是被挖空的包含推进剂的外壳是较薄的金属壳; 三是无喷嘴; 四是感应电流使固态推进剂慢慢地气化, 气化的氢进入磁场快速上升区, 被磁场冲击加热至高温并被电离。高温等离子体被上升的磁场再进一步加热和径向压缩, 直到磁场上升到最大值并形成一个约束等离子体的“磁镜”为止。被约束的等离子体通过磁镜形成一个不需要喷嘴的喷气流, 此时的喷气流具有比常规火箭更高的速度。需要特别指出的是, 薄金属外壳被感应电流加热所气化, 与推进剂一同喷射出, 此举显然对推力有贡献, 同时增大了火箭质量比, 有利于提高火箭或类火箭射弹的速度。

在线圈型电磁火箭炮中, 推进剂的气化速度, 可以通过选取薄金属外壳、燃烧室壁厚和材料的电阻率来调节, 因为电阻率和材料厚度能改变电阻值, 从而调节欧姆加热的程度。此外, 为了避免射弹与驱动线圈壁发生碰撞, 射弹常采用铁磁材料, 以便借助磁反馈来控制它与驱动线圈的径向距离。因为等离子体流比射弹长得多, 因此要求驱动线圈的激励区域长度应比普通感应线圈炮的长得多, 接通电源产生磁场的时间也应延长。由于时间长, 电路转换容易。推进剂的连续气化有助于对前部有效载荷的冷却, 使其不会轻易地被熔化。

6.7.2 理论分析

正如等离子体物理试验中的θ箍缩^[3]那样,被气化的低密度氢气进入类火箭弹丸后面的快速增长的磁场区域时,被磁场冲击电阻性加热和电离。电离之后,变成高电导率的等离子体,磁场强度 H 对它施加一个电磁压力,这个压力传递到战斗部尾部的表面 A_b 上。也就是说作用于战斗部上的电磁压力

$$F_H = A_b H^2 / (8\pi) \quad (6-37)$$

另一方面,在气体进入强磁场耦合区域后,被冲击加热变成等离子体,在通过“磁镜”喷嘴时,产生一个反作用力 F_r , F_r 叠加到 F_H 上,使战斗部获得总的推力 F_t 。这里

$$F_r = A_b \rho_i v_i \quad (6-38)$$

密度为 ρ_i 的喷气流具有极高的速度 v_i ,这是因为磁场对等离子体电阻性冲击加热引起的。假设全部磁能均转变为等离子体气体的热能,则有

$$3nkT = H^2 / (8\pi) \quad (6-39)$$

式中 n ——等离子体的原子数量密度。

因此,热喷气流的喷气速度 v_i 遵从^[13]

$$3nkT = \rho_i v_i^2 = H^2 / (8\pi) \quad (6-40)$$

这样,就可得到喷气流的反作用力

$$F_r = A_b H^2 / (8\pi) = F_H \quad (6-41)$$

因此作用于弹丸上的总推力

$$F_t = F_H + F_r = 2F_r \quad (6-42)$$

喷气流的质量流速应等于射弹(含燃料)的质量变化速率

$$dm_r/dt = -A_b \rho_i v_i \quad (6-43)$$

于是有

$$F_t = -2v_i(dm_r/dt) \quad (6-44)$$

现在假设:在射弹加速期间的每一瞬间,喷气流速度都等于射弹速度。只要有计划地使用一个合适的电磁驱动功率输入,这个假设是成立的。在这种特殊的假设条件下,喷气流相对于炮管处于静止状态,结果产生了最大的加速效果,这是因为没有动能损失在喷气流上。因此,射弹的运动方程可写为

$$m_r \frac{dv_r}{dt} = F_t = 2F_r = -2v_r \frac{dm_r}{dt} \quad (6-45)$$

由此产生微分方程

$$m_r dv_r = -2v_r dm_r \quad (6-46)$$

对之积分,有

$$v_r/v_{r0} = (m_{r0}/m_r)^2 \quad (6-47)$$

式中 m_{r0} ——射弹(含燃料)初始($t=0$)质量;

v_{r0} ——射弹的初始($t=0$ 时)速度。

将式(6-47)与式(6-35)和式(6-36)相比较,可以得出这样的结论:对于给定的质量比,电磁火箭炮能达到比纯火箭高得多的速度。

如果假设加速期间作用在射弹上的加速力 $F_r = F_H + F_r = A_0 H^2 / (4\pi)$ 是常量, 则式(6-45)变为:

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{F_r}{m_r} = \left(\frac{F_r}{m_{r0}} \right) \left(\frac{v_r}{v_{r0}} \right)^2 \quad (6-48)$$

对之积分, 得到速度与时间关系

$$v_r = v_{r0} \{ 1 + [F_r / (2m_{r0}v_{r0})] t \}^2 \quad (6-49)$$

对于大值的 t , 可使用下面的渐近形式

$$v_r \rightarrow \frac{1}{v_{r0}} [F_r / (2m_{r0})] t^2 \quad (6-50)$$

如果用 x 表示射弹在炮内的运动距离, 且将式(6-49)的 v_r 用 $v_r = dx/dt$ 表示, 然后积分之, 得

$$x = \frac{2}{3} (m_{r0} v_{r0}^2 / F_r) \{ [1 + F_r / (2m_{r0}v_{r0})] t^3 - 1 \} \quad (6-51)$$

对于 $v_r \gg v_{r0}$, 可用下面的渐近形式

$$x \rightarrow \frac{1}{12} [F_r^2 / (m_{r0}^2 v_{r0})] t^3 \quad (6-52)$$

消去方程(6-49)和(6-51)中的时间 t , 得到 v_r 与 x 之间的关系

$$x = \frac{2}{3} (m_{r0} v_{r0}^2 / F_r) [(v_r / v_{r0})^{3/2} - 1] \quad (6-53)$$

对于 $v_r \gg v_{r0}$, 有渐近形式

$$x \rightarrow \frac{2}{3} (m_{r0} v_{r0}^{1/2} / F_r) v_r^{3/2} \quad (6-54)$$

如果把方程(6-49)以 $v_r = v_r(t)$ 形式代入到方程(6-47), 得到类火箭射弹质量与时间的关系 $m_r = m_r(t)$, 即

$$m_r = m_{r0} \{ 1 + [F_r / (2m_{r0}v_{r0})] t \}^{-1} \quad (6-55)$$

也可用渐近的极限形式表示, 即

$$m_r \rightarrow m_{r0} (2m_{r0}v_{r0} / F_r) t^{-1} \quad (6-56)$$

从方程(6-55)可求出类火箭射弹的质量消耗速率

$$dm_r/dt = - [F_r / (2v_{r0})] \{ 1 + [F_r / (2m_{r0}v_{r0})] t \}^{-2} \quad (6-57)$$

仍然有渐近的形式

$$dm_r/dt \rightarrow - (2m_{r0}^2 v_{r0} / F_r) t^{-2} \quad (6-58)$$

驱动射弹所需的功率

$$P = F_r v_r = A_0 [H^2 / (4\pi)] v_r \quad (6-59)$$

发射效率

$$\eta_i = \frac{1}{2} m_r v_r^2 [m_{r0} v_{r0}^2 / 2 + \int_0^t P dt]^{-1} \quad (6-60)$$

由于 $p dt = F_r v_r dt = - 2v_{r0}^2 dm_r$, 方程(6-60)可写作

$$\eta_i = \{ [m_{r0} v_{r0}^2 / (m_r v_r^2)] + [4 / (m_r v_r^2)] \int_{m_r}^{m_{r0}} v_r^2 dm_r \}^{-1} \quad (6-61)$$

借助式(6-47), 用量 m_r 表示量 v_r^2 , 得到

$$\eta_i = 3 / [4 - (m_r / m_{r0})^3] \quad (6-62)$$

在 $m_p/m_0 \rightarrow 0$ 的极限情况下, 有 $\eta \rightarrow 3/4 = 75\%$ 。

可见, 电磁火箭炮在较大的质量比时, 仍有很高的效率; 在小质量比时, 其效率比高效电磁炮低些。但因在电磁火箭炮中可利用推进剂冷却, 故它有很强的抵抗弹丸被气化的能力, 这就补偿了效率低的缺点。

还应注意, 电磁火箭炮的原理对所有的电磁推进方案都是适用的。由于它具有冷却射弹的性能, 因此允许对它使用更高的电功率, 这就允许它比一般电炮有更高的加速度。

电磁火箭炮至少在以下五个方面与常规火箭不同: 第一, 绝大部分能量可由火箭外面的电源供给; 第二, 除推进剂喷气流的反作用力外, 还有电磁力作用于火箭; 第三, 可以不用喷嘴, 借助于磁场形成的“磁镜”约束喷气流; 第四, 磁场能电阻性地加热喷气流, 使得反作用力比常规火箭的大; 第五, 由于这些作用的机理, 使电磁火箭炮加速射弹的能力比一般单级电炮或化学火箭的都强。

参 考 文 献

- 1 Burden R A, Gray J W and Oxley CM. Explosive Foil Injection (EFI) Pre-accelerator for Electromagnetic Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 107~110
- 2 Mawardi O K. Interior Ballistics of a Hybrid Electromagnetic Gun. IEEE Transactions on Magnetics, 1982, 18(1): 60~63
- 3 王莹. 高功率脉冲电源. 北京: 原子能出版社, 1991.
- 4 Loeffler M and Braunsberger U. Inductive Energy Converter for an Electromagnetic Weapon. UK Patent Application, GB 2228306A, 1989.
- 5 Heyne C J. Electromagnetic Launcher with Powder Driven Projectile Insertion. UK Patent Application, GB 2132322A, 1984.
- 6 Martin J. The Development of an Electromagnetic Launcher for Tactical Weaponization. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 357~361
- 7 Kolm H, Fine K, Mongeau P, et al. Electromagnetic Propulsion Alternatives, AIAA-79-1400, 1979.
- 8 Nett J and Gernandt L. Inductive Acceleration of Projectiles with a Transformer Coil. Proceeding of the 3rd European Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, 16~18 April 1991, Organised by RARDE, 3. 10. 1~7
- 9 怀百珍. 化学发射的电磁加强. 弹箭技术, 1989, (1): 1~9
- 10 王莹. 战术电磁导轨炮用电源初探. 军械工程学院学报, 1991, 3(1): 58~65
- 11 Hilal M A. Magnetic Advanced Hybrid (MAH) Gun. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 228~231
- 12 Nissi N and Grossler P. Cannon with Electromagnetic Acceleration System. UK Patent Application, GB 2226625A, 1990.
- 13 Winterberg F. The Electromagnetic Rocket Gun, 4th IEEE Pulsed Power Conference, 1983, Albuquerque, New Mexico, 802~804
- 14 王莹. 空间的电磁推进技术. 推进技术, 1987, (4): 49~54

第七章 电 源

顾名思义,电炮的最主要部件就是电(或能)源。电源对电炮,犹如化学发射器的推进剂,它为电炮提供发射用的能量和功率,是电炮的工作动力。历来,电炮的发展和电源技术的进步息息相关。目前,电炮能否达到快速实用,主要取决能否找到理想的电源。

电炮的工作特性决定它所用的电源必须是高功率脉冲电源。在实验室进行的电炮研究,对电源的要求并不十分严格,作者在《高功率脉冲电源》^[1]一书中对这些电源已做过详论。但实用电炮的电源,并非一般高功率脉冲电源所能胜任。本章重点介绍一些先进的有希望实用于电炮的特型电源,这样就可了解电炮所用电源的特点和性能。还应说明的是,本章所论及的电源并非是电炮用的整个电源系统,乃是代表电源系统主要特征、性能和关键技术的主要部件。

7.1 电炮对电源的要求

首先应当建立起一个确定和比较电炮对电源要求的基础,然后再分项提出要求。

从电源来看,电源向电炮(负载)传输能量所需的充电时间 t_c 和电炮向弹丸转换能量所需的发射时间 t_e 之间存在一定的关系。基于此考虑,从电源角度可把电炮分为三类:(1)在发射前,电源用 $t_c \gg t_e$ 时间充电的电炮,例如某些电刷换向的螺旋线圈炮、猝熄炮和消磁波线圈炮;(2)在发射期间,电源用 $t_c = t_e$ 时间有效驱动的电炮,诸如导轨炮、导轨-线圈炮和电热炮;(3) $t_c \ll t_e$ 的电炮,诸如直流电枢分立驱动的线圈炮和同步感应线圈炮等。原则上讲, $t_c = t_e$ 型的电炮要求中等电压水平,而 $t_c \ll t_e$ 型的电炮要求最高的电压水平。

为了便于分析,先以电磁炮为例,把炮管(导轨或驱动线圈)、电枢看作炮体,把储能器、开关和功率调节装置看作是电源系统,对所有电磁炮,作用在电枢(含弹丸线圈)上的加速力 F ,可用储存在炮内的磁能 W_m 对炮管长度 x 的导数表示,即

$$F = \frac{\partial W_m}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} L_d I_d^2 + M I_d I_a + \frac{1}{2} L_a I_a^2 \right) \quad (7-1)$$

式中 L_d ——驱动定子(导轨或驱动线圈)的电感;

I_d ——驱动定子的电流;

L_a ——电枢(含弹丸线圈)的电感;

I_a ——电枢电流;

M ——驱动定子和电枢间的互感。

若发射期间驱动定子的电流是常量,则式(7-1)可简化成表 7-1 中各类电磁炮的简单表达式。类似地,各电磁炮的反电动势 \mathcal{E} 可用各自的磁通链 Ψ 的时间微分表示和求出:

$$\mathcal{E} = \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (L_d I_d + M I_a) \quad (7-2)$$

\mathcal{E} 也被列入表 7-1 中。对于导轨炮和电刷换向的线圈炮,可把 \mathcal{E} 看作是一个理想(无损)电磁炮所需的驱动电压。但是,在直流电枢分立驱动的线圈炮和同步感应线圈炮中, \mathcal{E} 则是一个附加的驱动电压,因为这两种炮的驱动定子由分立的驱动线圈组成,必须在电枢行进一个电感长度 l_m 所需的时间内被激励,驱动定子线圈的充电电压^[2]

$$U_{sj} = L_s \frac{dI_s}{dt} \approx L_s I_s l_m / v, \quad (7-3)$$

此外,猝熄炮和消磁波线圈炮是在发射前充电的,因此电源电压仅由炮的电阻、充电效率和发热程度所决定。

表 7-1 主要电磁炮的力、电流和电压关系

炮的类型 ^①	l_c 与 l_t 关系	驱动力 F	反电动势 \mathcal{E}	归一化驱动电压	驱动电流 ^② (A/MN)	驱动电压 ^③ (V/MN·m/s)	假设条件
A	$l_c \gg l_t$	$\frac{1}{2} I^2 \frac{\partial L_s}{\partial x}$	$I \frac{\partial L_s}{\partial x} v$		1.4×10^5		$l = l_s = l_a$; $L_a = \text{常量}$
B	$l_c = l_t$	$\frac{1}{2} I^2 \frac{\partial L_s}{\partial x}$	$I \frac{\partial L_s}{\partial x} v$	$I \frac{\partial L_s}{\partial x}$	2.1×10^5	0.95	$l = l_s = l_a$; $L_a = \text{常量}$
C	$l_c = l_t$	$I^2 \frac{\partial M}{\partial x}$	$I \frac{\partial M}{\partial x} v$	$I \frac{\partial M}{\partial x}$	$6.3 \times 10^5 / N_s$ ^④	$1.6 N_s$	$l = l_s = l_a$; $L_s = \text{常量}$; $L_a = \text{常量}$
D	$l_c \ll l_t$	$I_s I_a \frac{\partial M}{\partial x}$	$I_a \frac{\partial M}{\partial x} v$	$I_s \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{L_s I_s}{l_t}$	$6.3 \times 10^5 / N_s$	$1.6 N_s + 35 / N_s$	$L_a = \text{常量}$; $L_s = \text{常量}$
E	$l_c \ll l_t$	$I_s I_a \frac{\partial M}{\partial x}$	$I_a \frac{\partial M}{\partial x} v$	$I_s \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{L_s I_s}{l_t}$	$4.5 \times 10^5 / N_s$	$2.3 N_s + 25 / N_s$	$L_a = \text{常量}$; $L_s = \text{常量}$

① A 表示某些电刷换向的螺旋线圈炮、猝熄炮和消磁波线圈炮; B 表示导轨炮; C 表示导轨线圈炮; D 表示直流电枢分立驱动的线圈炮; E 表示同步感应线圈炮。

②、③ 使用参考文献[2]的假设条件。

④ N_s 是定子线圈的匝数。

表 7-1 不仅成为对电炮电源提出了要求的依据,而且在评估各种特定任务的电炮对电源要求方面极为有用,因为它指出每兆牛(MN)力要求的电流值和每兆牛/秒要求的驱动电压值。

电炮不同于寻常的脉冲功率设备,它对电源有以下几点特殊要求:

(1) 电流 电炮是利用电磁力或电能加热而脉冲地加速弹丸到高速度的,因此它要求电源输出的电流幅值极高。例如,简单导轨炮一般要求 10^6A 量级的电流,线圈炮和电热炮也要求 $10^4 \sim 10^5 \text{A}$ 量级的电流。为了有效地加速弹丸,某些电炮要求的电流脉冲波形各异(图 7-1)。

(2) 电压 各种电炮对电源电压的要求各不相同。导轨炮是低阻抗负载,它要求的电压较低,一般在 $1 \sim 10 \text{kV}$ 量级;而线圈炮、电热炮或多匝增强的导轨炮以及重接炮都是高阻抗负载,它们需要的电压常在 $10 \sim 10^2 \text{kV}$ 量级,而且对电压波形的要求也不同(图 7-1)。特别是电热炮,在工作期间阻抗变化(前高后低),为获得满意的电流波形,对电源有严格

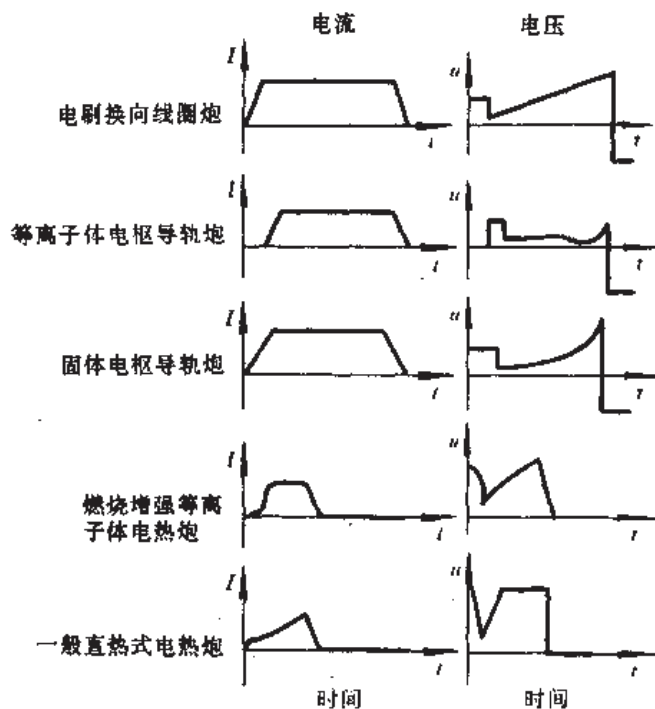


图 7-1 某些电炮对电流和电压波形的要求^[3]

要求。

(3) 加速时间 一般说来,电炮的加速时间与激励的脉冲持续时间有关。总的说来,电炮所需的电脉冲宽度比其它脉冲功率设备所需的要长些,它一般要求毫秒量级的脉宽;而高功率粒子束加速器常要求 $10 \sim 100 \text{ ns}$ 的脉宽。电炮之所以要求宽脉冲,是因为它要用一定长的时间克服弹丸的惯性并加速。一般地说,导轨炮、线圈炮和重接炮所需的电脉冲较长,而在经典的电热炮中,所用电脉冲的长度仅是它们用的一半。这是因为弹丸行程达到炮管长度一半时必须停止供电,以便利用气体膨胀,而且电热炮的效率变化强烈地依赖于工质。

(4) 功率 从上面分析可知,电炮需要的能量大,而对功率要求并不太高,一般在 $10^{10} \sim 10^{15} \text{ W}$ 范围,特殊情况超过 10^{12} W (高功率粒子束加速器是 $10^{12} \sim 10^{15} \text{ W}$)。例如,导轨炮所需的最大功率

$$P_{\max} = \frac{m_p v_f^3}{2l_p \eta_i} = \frac{B^2 v_f A_b}{2\mu_0 \eta_i} \quad (7-4)$$

式中 η_i ——发射效率。

(5) 能量 由于电炮发射时间较长,所以它所需的功率与其它脉冲功率设备相比是低的,但它所用的能量却是异常的高。这是因为电炮常要加速小弹丸 ($1 \text{ mg} \sim 1 \text{ g}$ 量级) 到 10^2 km/s 或加速较大弹丸 ($1 \sim 10^3 \text{ kg}$ 量级) 到 $1 \sim 20 \text{ km/s}$, 因此电炮要求电源提供极多的能量,它是脉冲功率技术中要求能量最多的设备。视不同用场,电源储能范围应在 $10 \sim 10^3 \text{ MJ}$ 。如炮口动能为 9 MJ 的战术导轨炮,若发射效率为 30% ,则电源至少储能 30 MJ 。若用于航天领域,有时要求电源储能 10^3 MJ 之多(可多个电源分布储能)。

(6) 机动性 电炮在许多应用场合要求电源应有良好的机动性。例如,陆基和机载战

术用以及天基战略用的电炮,都特别要求发射器及其电源体积小、重量轻,适于机动作战用。即使舰载或陆基战略防御用,乃至实验室用的电炮,也不能过分笨重、庞大。因此,在不降低能量的情况下,关键是寻求高能密度的电源。

(7)储能密度 电炮电源的储能密度涉及到电源的体积、重量和机动程度,它已成为电源性能、水平的重要指标。现在普遍把电源的储能密度或功率密度作为衡量电源的工艺质量和进展水平的重要标志。下面将电炮可用的主要电源储能密度和功率密度的现在(1992年)和远期(2000年)技术指标列于表7-2。

表 7-2 主要电源现在和远期的能量、功率指标^[3]

电源或关键部件		释放能量密度(kJ/kg)		峰值功率密度(kW/kg)	
		现 在	远 期	现 在	远 期
常规交流发电机				20	40
锂-金属硫化物蓄电池		440	440	150	400
飞轮圆盘交流发电机		17	27.5	1750	3700
电容器(含双电层电容)		3~7	10~30	9000	9000
补偿脉冲交流发电机		7~10	25	5000	16000
单极发电机-电感器		6	8	1300	1800
电感器	短时间常数(<0.1s)	50	100		
	长时间常数(>1s)	10	20		

(8)放电频率 电炮用于高压物理和碰撞核聚变等实验以及航天发射时,要求放电频率很低,可以几小时放电一次,也可几日、几周乃至几月放电一次。但用于战术或战略时,必须具有或超过常规火炮和火箭射速的放电频率。对于许多电源,提高放电频率的方法是使用大功率重复开关^[1]。由于大功率重复开关的技术较困难,因此研制不用开关的连续脉冲电源也是提高放电频率的一条途径。

由于电炮有诱人的应用潜力,几年来人们对电炮电源的研究甚下功夫,并取得了令人瞩目的成就,并对未来规划了发展目标(图7-2)。电炮不久将有更理想的电源可用。

一个完整的电炮(尤其是导轨炮)的电源系统将由若干部件组成,至少必须包括上述的一种主要电源部件。人们可根据不同炮种、对电源要求和使用目的组成各种各样的电源系统,现选其中五种列于图7-3中。

决定电源系统体积和重量的另一判据,是电源系统中的中间储能器的储能密度。中间储能器位于初级电源和储能设备之间。两个有希望的中间储能器是高速旋转的复合材料飞轮^[4]和高能密度蓄电池^[5](有时也看作是电源主要部件)。由复合材料制成的高强度飞轮,最容易与旋转机结合,能直接与脉冲发电机或连续工作的交流发电机的转子连接起来,利用其飞轮的惯性储能。连续工作的发电机常用于给电容器充电。蓄电池可用于给电容器或电动旋转机充电。现在研制的石墨环氧复合材料的储能飞轮(或转子),具有惊人的

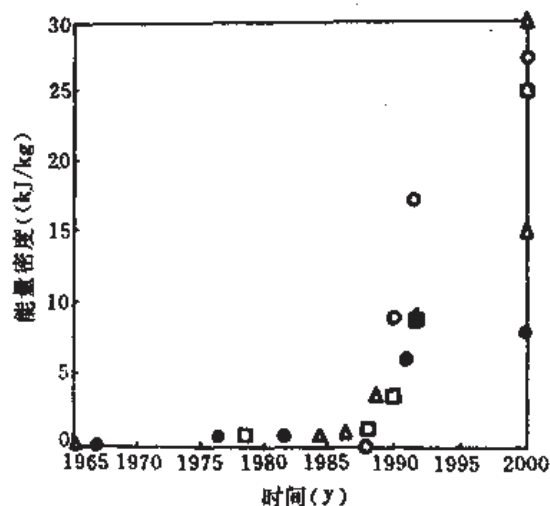


图 7-2 以储能密度为标志的各主要电源进展^[3]

△—电容器; □—补偿脉冲交流发电机; ○—圆盘交流发电机;
●—单极发电机-电感器。

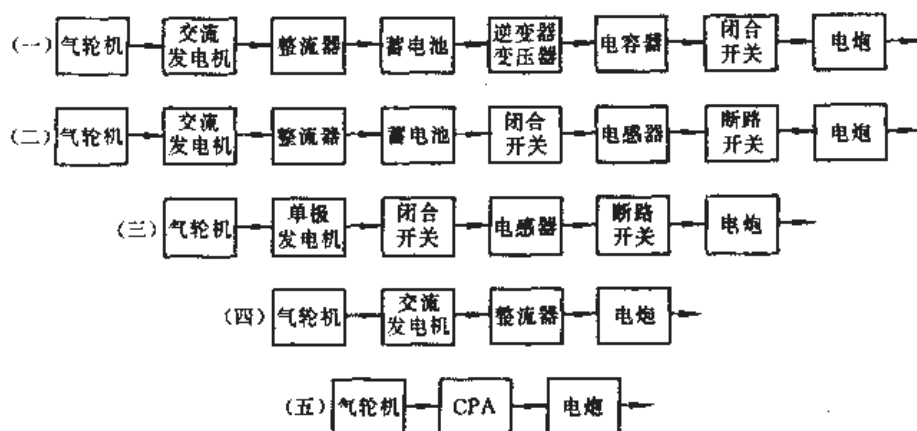


图 7-3 五种典型的电源系统方案

储能密度(900kJ/kg),但因现在发电机转子和连接设备的强度尚不够高,仅能用其值的一半(450kJ/kg)。

蓄电池虽有良好的储能密度,但其功率密度较低。目前研制出的某些蓄电池^[3]有较高的功率密度(表 7-3)。分析表明,在蓄电池组给电容器组充电的系统中,对于合理的发射频率,其功率密度不是限制因素;但对于蓄电池给电感器充电的系统,功率密度将成为一个限制因素。表 7-3 中的锂合金金属硫化物双极蓄电池是美国威斯汀豪斯公司用溶化了的盐电解液制做的,其单元电池厚度仅 1.1mm(面积 20cm²),单元电池实验已达 200kW/kg 的功率密度,一个 1.3cm² 的样品已达 755kW/kg。功率密度直接与单元电池的厚度有关,关键技术是能否生产出更薄的单元电池,其次是密封技术、外壳材料和发热问题。这种极有希望的锂金属硫化物蓄电池的比功率密度和比能量密度的现在和远期指标,表示在图 7-4。

表 7-3 几种新型蓄电池的技术指标

蓄电池类型	功率密度 (20s) (kW/kg)	能量密度 (kJ/kg)	再充电时间 (min)	温度 (℃)	1MW 的质量 (kg)	50MJ 的质量 (kg)
双极铅酸	4.5	80	80	75	220	1000
银铁蓄电池	6.0	80	80	75	167	750
锂金属硫化物	7.3	280	1	480~550	137	231

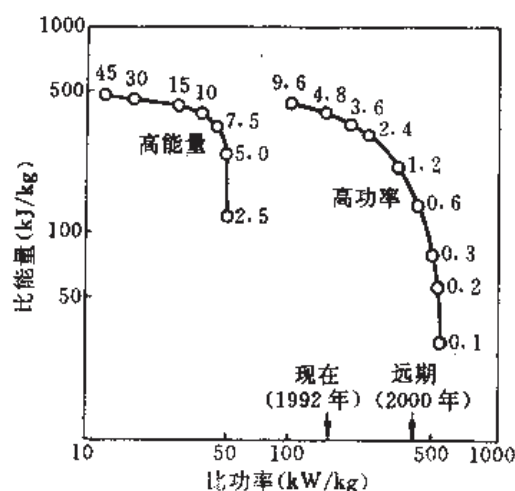


图 7-4 锂金属硫化物蓄电池的比功率和比能量
(曲线上的数字表示放电时间, 单位为 s)

7.2 脉冲功率电容器

7.2.1 高压脉冲电容器

电容器是最有希望用于电炮的电源之一。由于它固有的优点和性能,它几乎对各种电炮均适用,所以前述各章多以电容器作电源为例来说明有关问题。电容器除具有很高的储能密度外,它本身是封装的和模块式的,有利于排布在任何台座上;它不怕振动,有牢固的结构,最适合装在机动车船上;它无工作噪声,不污染环境;如果电路有保护措施,其中一个电容器损坏,所产生的故障对整个功率输出影响极小。

由于每次发射以后需要给电容器再充电,因此电容器电源系统中的初级电源极为重要,常用的对电容器充电的初级电源有交流发电机、补偿脉冲交流发电机或蓄电池,但它们应与变压器和整流器配合使用〔见图 7-3 中的(一)〕。

在电容器中,若电容为 C , ϵ_0 和 ϵ_r 分别为真空的和相对的介电常数, A 是电极面积, s 是极板间距离, U_c 为充电电压, E 为电场强度,则电容储能 $W_c = CU_c^2/2$, 电容 $C = \epsilon_0 \epsilon_r A/s$, 储能密度 $e_c = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r E^2$ 。可见,对于给定的电容器体积和介电常数,欲增大 C 和 e_c 值,提高击穿电场强度 E 是唯一的方法。从参量方面考虑,希望同时采用最佳的 ϵ_r 、 A/s 和 E 。因此,

有以下两种优化方案:第一种是利用分子物理学设计出高值 ϵ_r 和 E 的介质薄膜,这样有可能把现有的电容器储能密度提高一个数量级;第二种方法是优化电容表示式中的 A_c/s 。众所周知,一个极板的平滑表面(即使是光学表面)总是小于拓扑学面积的。所以早在 1887 年,赫姆霍尔兹(Helmholtz)就发现:液态电解质和固体之间的交界面能形成一个厚为 10^{-8}m 量级的表层。这便是现在熟知的“炭黑”和诸如“阮内”(Raney)金属之类的材料具有 $10^2\text{m}^2/\text{g}$ 量级表面积的原因。如果这种面积可以利用,将使 $A_c/s > 10^{12}$ 。这意味着对平滑表面而言,电容能接近 $1\text{F}/\text{cm}^2$ 。可见,电容器的研制有两个方向,使用第一种方案研制出的电容器叫高压脉冲电容器,研制工作应在如何提高电介质的击穿场强和 ϵ_r 值上下功夫;用上述第二种方案研制出的电容器叫双电层型电容器。由于它和普通的电解电容在性能上不同,因而具有超常规电解电容的性能,因此也称为超级电容器(Ultracapacitor)。

高压脉冲电容器是利用电极间的电介质在电场作用下产生极化效应而储存电场能量的。因此,开发具有高 ϵ_r 和 E 值的新型电介质材料是提高储能密度的唯一途径。美国使用聚偏氟乙烯薄膜(K膜)代替聚丙烯薄膜(PP膜),将 60 年代的 $0.5\text{kJ}/\text{kg}$ 储能水平提高到 80 年代的 $1.5\text{kJ}/\text{kg}$ ($1.73\text{MJ}/\text{m}^3$);后来改善工艺和采用更优良的介质材料,于 1992 年达到 $3\text{kJ}/\text{kg}$ ($2.5\text{MJ}/\text{m}^3$);计划 2000 年达到 $10\text{kJ}/\text{kg}$ ($12\text{MJ}/\text{m}^3$)。我国目前最高水平是 $0.2\text{kJ}/\text{kg}$ 。研制全膜电容器是提高其比能密度的一个重要方向。

7.2.2 双电层电容器

双电层电容是 70 年代末出现的电子器件。正如图 7-5(a)所示,它的单元结构极简单^[6]。两块板状的钛基片保持一定距离平行放置,其内表面用一种金属氧化物(如多微孔大有效面积陶瓷)涂料涂覆而构成两块电极。电解液(如硫酸)注入其内。把一多孔隙的玻璃纤维隔板置于两电极中间。氟橡胶密封垫圈放在电极外缘两电极间,以保持电极间距和密封电解液。

双电层电容器不同于极间有电介质的电容器,也不同于蓄电池和电解电容器(图 7-6)。赫姆霍尔兹模型认为:当金属电极表面有电荷时,将从电解液中吸引相反极性的离子到电极和溶液的交界面附近,在紧靠界面的溶液处形成电荷层。这样,就在界面两侧出现两个距离特别近的极性不同的电荷层(由于存在位垒而不中和)。若在溶液中平行地放置一对电极,如图 7-5(b)所示,便能形成两个大容量的双电层电容(C_1 和 C_2)。通常每单位面积电荷 Q_1 和双层电位 φ 的关系是^[6]

$$Q_1 = [\epsilon/(4\pi\delta_1)]\varphi \quad (7-5)$$

式中 ϵ ——交界面媒质的介电常数;

δ_1 ——可极化的固体电极表面对平均离子中心的距离,在 10^{-8}cm 量级内。

电位梯度仅存在于双电层的区域内,如图 7-5(b)曲线所示。在未充电情况下, $\varphi = \varphi_0$, 式(7-5)变为:

$$Q_0 = [\epsilon/(4\pi\delta_1)]\varphi_0 \quad (7-6)$$

如果外加电压 U 或电场,交界面将储存起电荷,结果 φ_0 值变成 φ_1 , 累积起的电荷

$$Q = [\epsilon/(4\pi\delta_1)](2\varphi_1 - \varphi_0) \quad (7-7)$$

从式(7-6)和式(7-7)得

$$Q = 2Q_0(\varphi_1/\varphi_0) \quad (\text{当 } \varphi_1 \gg \varphi_0 \text{ 时}) \quad (7-8)$$

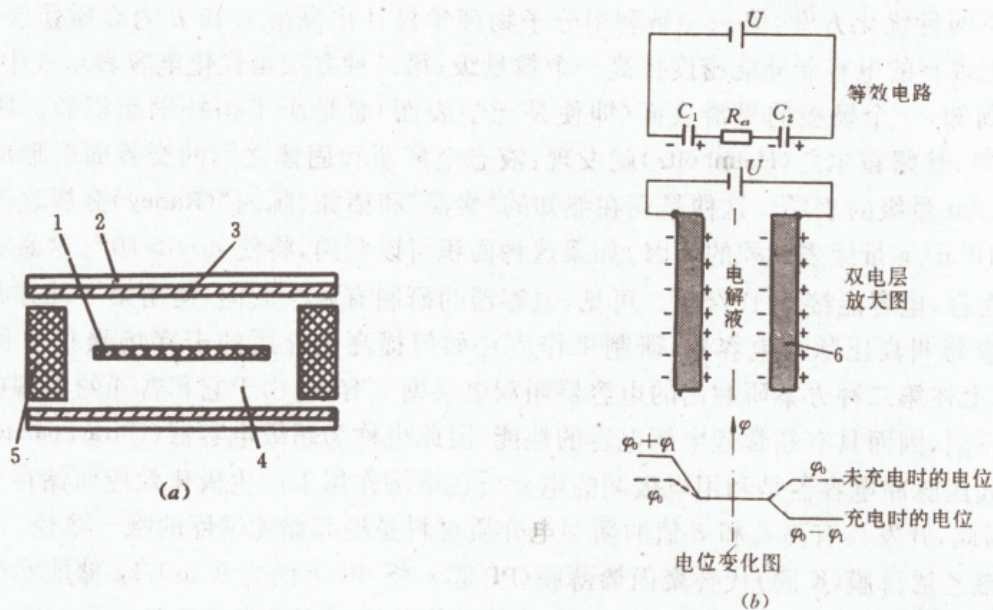


图 7-5 双电层电容器的结构和原理

(a)单元结构;(b)工作原理。

1—隔板;2—钛基片;3—混合氧化物;4—电解液;5—密封垫;6—物相交界面。

从式(7-8)可见,等量的电荷 q 可用外加电场方法在双电层上积累起来。

单位面积电容 C_{10} 和面电荷密度 δ_{10} 有关,因此也和电流密度 $j(t)$ 有关,即

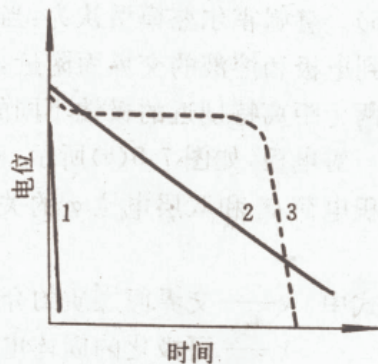
$$C_{10} = \frac{d\delta_{10}}{d\varphi} = j(t) \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^{-1} \quad (7-9)$$

令电容恒流放电时的 $j(t) = J$, 则

$$C_{10} = J \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^{-1} \quad (7-10)$$

这样,双电层电容器的电容与 $d\varphi/dt$ 成反比。由于 $\varphi-t$ 曲线随 t 呈线性的减少(图 7-6),且斜率 $d\varphi/dt$ 比普通电解质电容的小得多,因此双电层电容器的电容量将很大。在图 7-6 中,蓄电池的 $\varphi-t$ 曲线呈平顶状,它的 $d\varphi/dt \approx 0$,故它的 $C_{10} \approx \infty$ 。

一个双电层电容器由上述许多小单元叠合而成,是一个把电解液封存在其内的双极电极堆。每单元电池的电压取决于单元内电解质的化学分解电压。含水电解质(如硫酸)是 1.2V。电解质的性质也影响单位面积电容,某些无水电解液的电容约为有水的 1/3,因此无水电解液的单元电池可充电到 4V。使用硫酸电解液时储能密度是 20MJ/m³,使用无水电解液时是 70MJ/m³ 以上。由于每个单元有两个交界面,故含有 n 个单元的超级电容器是由 $2n$ 个双层电容串联成的。电容随电容器横向面积成正比地增加,这是因为面积大时吸附的电荷多的缘故。因此,在电极上涂覆多微孔的大有效面积陶瓷能增大可利用的有效

图 7-6 电位(φ)和时间(t)曲线

1—普通电解质电容;2—超级电容器;3—蓄电池。

面积,从而使储存电荷的能力增大 3~5 个数量级,使单位平面面积电容高达 $5\text{F}/\text{cm}^2$ 。

这种电容器的等效串联电阻 R_s 正比于堆叠的单元数目和单元电极的间距,反比于电容器的横向有效面积;而电极间的电解质电阻对串联等效电阻有决定性的贡献。

大有效表面面积的多微孔陶瓷和基片均是良导体,使得电容器能“通过”极大的位移电流。由于电容器是多单元堆叠而成,因此它具有非常低的电感。这些特性使得电容器能提供极高的功率密度和极快的上升时间放电。虽然它的放电等效电路与常规电介质电容器的一样,但它放电时的等效电容 C_{ef} 却随时间变化,渐近地接近充电时的电容值,即

$$C_{ef} = \frac{i}{(du/dt)} = 2 \left(R \frac{d}{dt} \ln P \right)^{-1} \quad (7-11)$$

式中 P ——放电电压为 u 和电流为 i 时的功率;

R ——放电电路总电阻。

双电层电容器的目前和近期水平如表 7-4 所示。

表 7-4 双电层电容器目前和近期的技术水平

技术水平	能量密度		功率密度		电 压 (V)	最大电流密度 (A/cm ²)
	质量比(kJ/kg)	体积比(MJ/m ³)	质量比(kW/kg)	体积比(MW/m ³)		
目 前	6.4	20	72	220	84	27
近 期	20	64	800	2500	>1000	66

7.2.3 电池-电容器联合电源

用蓄电池给电容器充电有许多优点,这可从下面的分析中看到。把高能密度的蓄电池与大功率密度的电容器结合起来,能形成一个进行能量储存、转换和功率调节于一体的电源装置。电池功率的一部分用来作维持功率,其余部分通过电容器调节提供脉冲能量。在规定的工作循环时间间隔内,电容器再充电,然后释放出一单脉冲或脉冲串。此联合电源不仅具有和电容器一样的瞬时高功率密度,而且还具有电池组那样的高能密度(见图 7-7)。这样,在再充电之前产生的一系列脉冲,就相当于具有高能密度的电容器产生的脉冲,它比用其它初级电源给电容充电更为有利。

目前,可采用表 7-3 所列的蓄电池作电容的初级电源,其中最好选用锂金属硫化物蓄电池。

联合脉冲电源可利用的能量和功率密度是在图 7-7 曲线以下,即在曲线和坐标轴围起的面积以内。联合电源的性能取决于工作循环、脉冲功率和脉宽以及所需的连续功率大小。此外,这种联合电源还有以下优点:(1)能以极小的体积储存足够多的能量和提供充足的功率;(2)功率调节和储能元件均是固定不动的(不像旋转发电机那样),并且它们均为模块式,有利于组装和折换;(3)联合电源可被直接触发放电;(4)能使双电层电容器储存充足的能量,能以很高的功率水平传递能量长达 1s 而不需再充电;(5)热损失低;(6)电源工作区环境清洁、无噪声。

联合电源的电路如图 7-8 所示。其中蓄电池用前述的锂金属硫化物蓄电池。电池组提供的电压为 U_B , R_c 是限流电阻(有时为获得最佳脉冲功率而去掉它),双电层电容器的电

容为 C , 外部负载 $R_1 \gg R_2$ 。

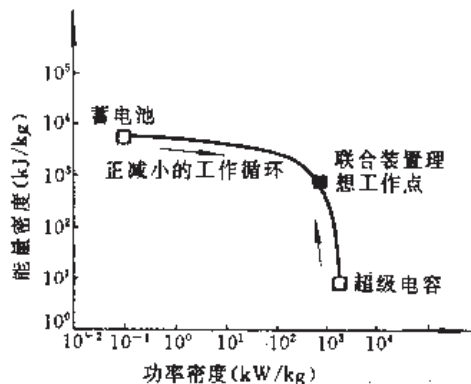


图 7-7 电池-电容器联合电源的能量和功率^[7]

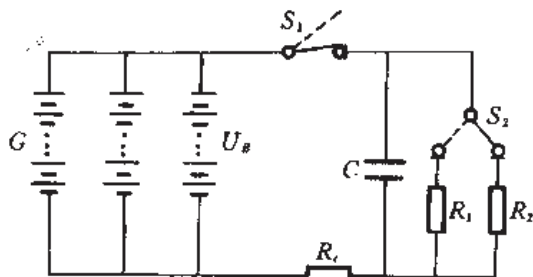


图 7-8 联合脉冲电源电路

双电层电容器以非常规方式放电, 放电期间等效电容发生变化, 遵从式(7-11)的变化规律。在充电期间, 常规电容器的充电数学模型对它不适用^[7], 但可以适当地近似采用。为此首先考虑

$$U_b(I) = U_b^0 - IR_b \quad (7-12)$$

式中 U_b^0 ——蓄电池开路电压;

R_b ——蓄电池内阻。

故可得图 7-8 电路的充电数学模型, 即

$$\ln[U_{cm}/(U_{cm} - U_c)] = t[(R_{cf} + R_{ca})C]^{-1} \quad (7-13)$$

式中 R_{ca} ——电容器内阻;

R_{cf} ——等效充电电阻, $R_{cf} = R_c + R_b$;

U_c ——充电期间电容的开路电压;

U_{cm} ——电容最大开路电压。

式中的电容被从 $U_c = 0$ 充电到 U_{cm} 。方程(7-13)的正确性已被试验所证实。但是在一个脉冲之后立即充电, 情况将变得相当复杂。例如, 在放电后 3ms, 电容充电电压就不按式(7-13)变化, 而是以更快的速度上升。这可能是由于电压恢复现象引起的。如果在约 0.5s 以后充电, 则电压按式(7-13)的时间常数(RC)变化, 此时电容值较低, 典型的是 0.18F, 而不是 U_{cm} 时的 0.3F 额定值。

蓄电池-电容器联合脉冲电源有着广阔的发展前途。在需 10^2 MW 量级功率的应用场合(如导轨炮)中, 能体现出这种电源的全部优点。电容和电池本身能量和功率密度方面的改进, 无疑将进一步减小联合电源的尺寸和重量。为了改进工艺和提高性能, 必须了解以下关系: 电池尺寸正比于最大充电电流; 充电电流又正比于电容器规模; 电容器规模又正比于脉冲功率输出。若在工作中电容器使用相对低的电压, 可明显地减小蓄电池的重量。

7.3 补偿脉冲交流发电机

补偿脉冲交流发电机(CPA)是美国德克萨斯大学机电中心于 1978 年发明的。以有无铁磁材料可把它分为两种, 一种是较早用的铁心机, 另一种是近来研制的空心机。前者采

用铁磁材料作主磁路,机体较重,但所用激磁功率小,存在磁饱和的影响;而空心机与此相反。所有的 CPA 工作原理基本相同。CPA 是惯性储能类旋转机械高功率脉冲电源,它和普通交流发电机一样,其电压也是由多极电枢和激磁磁场的相对运动产生的,主要差别在于 CPA 采用了补偿。所谓“补偿”是指借助补偿电流来减少电枢电感从而达到减小电枢内阻抗的方法。补偿电流能限制和约束电枢磁场占有的体积,亦即采用等值但反向的电流在靠近电枢的一个补偿导体内流动,从而减少电枢产生的总磁通,迫使磁场居于电枢和补偿导体之间,正象同轴电缆那样。因为 CPA 是多极机,所以补偿程度一般取决于电枢和补偿磁极的相对位置。在多数 CPA 中,电感随转子的位置而变化。控制电感的变化,就能获得所需要的不同形状的输出电脉冲;而通过磁压缩则能增大所需的功率。

通常有三种补偿方法和相应的三种 CPA。第一种,补偿是由与电枢串联的第二绕组提供,迫使补偿电流按一规定方向流动,即把外电流注入到补偿元件内,故称主动(或有源)补偿,如图 7-9(a)所示。当电枢磁极和补偿磁极成一直线且电流 180° 异相时,电路出现最小电感 L_{\min} ;当转子运动到两电流同相时,电路有最大电感 L_{\max} 。在主动 CPA 中,电感是正弦地变化,其压缩比(L_{\max}/L_{\min})可高达 46 或更高。主动 CPA 能产生很窄的脉冲和极高的功率,如图 7-10 所示。

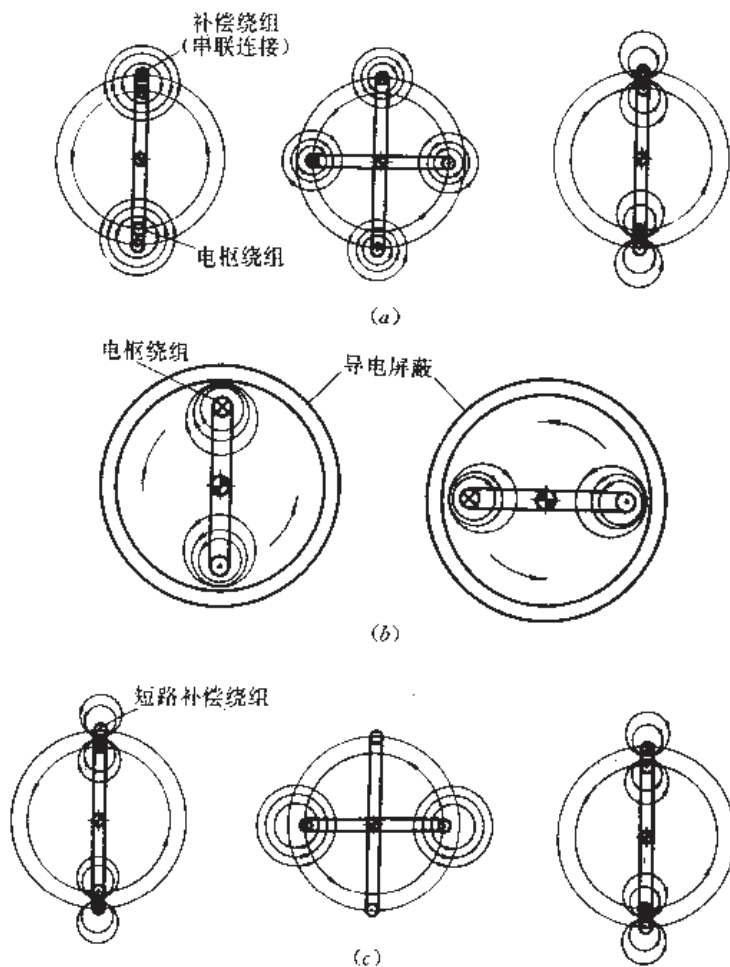


图 7-9 补偿原理和方法

(a) 主动补偿; (b) 被动补偿; (c) 选择被动补偿。

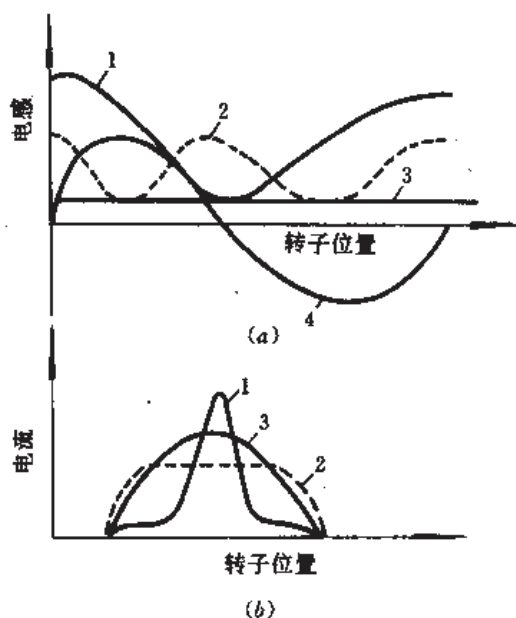


图 7-10 CPA 的电感和电流

(a) 电感变化; (b) 电流变化。

1—主动; 2—选择被动; 3—被动; 4—开路电压。

第二种是被动(或无源)补偿。在定子表面上放置一个导电的屏蔽代替补偿绕组,该导电屏蔽与电枢绕组的磁场耦合可在屏蔽中感应出补偿电流,因此称为被动(或无源)补偿,如图 7-9(b)所示。被动 CPA 的最简单形式是使用一个连续的导电屏蔽,它在转子的所有位置上都能提供相等的补偿,将使电路产生一不变化的低值电感,如图 7-10 所示。被动 CPA 的补偿元件与电枢无电的联系,故不需要使用汇流环一类的换流装置。

第三种叫选择被动补偿。它的补偿电流也是在补偿导体内被感应出来的,但不是在所有转子位置均提供补偿。实现选择被动补偿的方法有二,一是使用非均匀的补偿元件,二是使用短路(环)补偿绕组。这两种方法均能使电感随转子位置而变化,但补偿电流和电枢电流永不同相,其压缩比也明显地比主动补偿时的小,它的电感变化频率是机器电频率的 2 倍,如图 7-9(c)和图 7-10 所示。

原则上,CPA 可用于各种电磁炮,但仔细分析可看到,它对导轨炮更有效。根据不同电磁炮的设计要求和使用的目的,可选用不同类型的 CPA 作为自己的电源,例如穿甲用的导轨炮需用平顶脉冲电流,所以要选用选择被动 CPA。

CPA 具有较高的储能密度;它能把能量储存、机电能量转换、脉冲成形结合成一体,而且不需要外部功率调节系统和大功率开关。此外,它还具有高电压、高效率和高频率的特性以及能连续脉冲发射等特点。它的 10^3V 量级电压和 10^6A 量级电流的高功率输出更有吸引力。这些优点,使 CPA 在电炮领域备受欢迎,即将问世的第一台实用电炮就拟采用它作为电源。

7.3.1 主动 CPA

主动 CPA 的详细工作原理、结构和性能,前已介绍^[1,9],这里仅分析用它驱动导轨炮

负载(图 7-11)时所呈现的特性。

以电流 i 写电路微分方程:

$$\frac{di}{dt} = \frac{u - i(R + R_0 + R'_l l_g) + i[\omega L_{\min} \lambda \sin(\omega t + \alpha_0) - I'_l v_r]}{L_{\min}(1 + \lambda) + L + L'_l l_g + L_0} \quad (7-14)$$

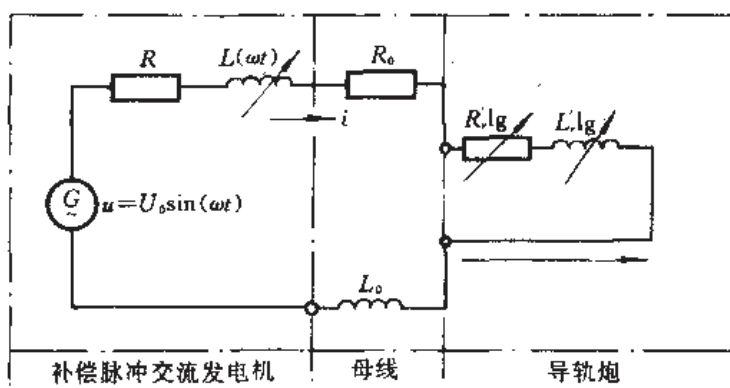


图 7-11 主动 CPA 驱动导轨炮之电路模型

式中 L ——CPA 电路瞬时电感, $L = L_{\min} \lambda \sin(\omega t + \alpha_0)$;

ω ——CPA 的电角频率;

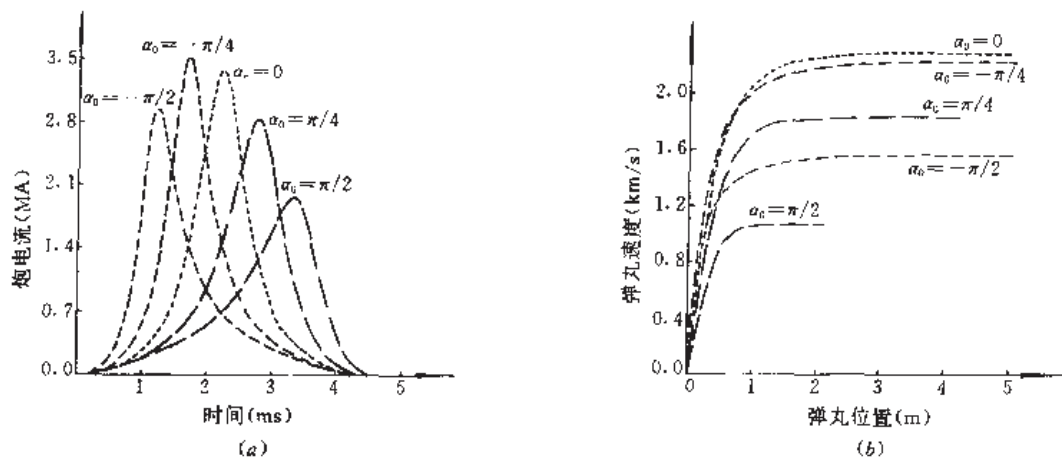
α_0 ——初始相角;

λ ——修正的压缩比, $\lambda = (I_{\max}/I_{\min} - 1)/2$ 。

式中其它物理量符号意义如图 7-11 或本书符号表所注。若令 m 为电枢和弹丸的质量之和, 则运动方程是 $d^2x/dt^2 = L'_l i^2 / (2m)$ 。机器的开路电压 $u = U_0 \sin(\omega t)$ 。

方程(7-14)和 L 、 λ 、 u 、 d^2x/dt^2 四个量的表达式组成 CPA 驱动导轨炮系统的方程组。这个方程组无解析解, 只能数值求解。为说明系统特性起见, 用这样的假定值代入: $R_c = R_0 = 10\mu\Omega$, $R'_l = 100\mu\Omega/m$, $\omega = 1200\text{r/min}$, $\alpha_0 = 0\text{rad}$, $\lambda = 15$, $I'_l = 0.6\mu\text{H/m}$, $L_0 = 0.1\mu\text{H}$, $m = 1\text{kg}$, $u = 1000\text{V}$ 。机器转速为常量。使用这些具体数值后, 对于 $\alpha_0 = \pm\pi/4$ 和 $\alpha_0 = \pm\pi/2$ 的情况, 得到了有关的数值解(图 7-12)。运算过程中所用的时间是以 5ms 为基准的。从图 7-12(b)可见, 对于上述给定参量值, 选用 1m 长的炮管为最好, 因为在 1m 以后加速度已很小。由此可发现, 主动 CPA 驱动的导轨炮产生一窄的加速脉冲, 给出一很大的加速度, 用相对短的炮管便可达到最大的速度。但是弹丸材料在如此大的加速度峰值下, 有可能被破坏。

为与被动 CPA 比较电流-时间和速度-位移的关系, 应在主动机电路模型中使用恒量电感(L_{\min})进行运算, 以便观察被动机的这两个关系。以此计算结果与上述的 $\alpha_0 = 0$ 的主动机结果比较时发现: 被动机驱动时峰值电流减小且脉冲长度加宽; 而速度随位移缓慢增加, 这说明被动机能提供均匀加速的能力, 因之弹丸受的冲击应力比主动机时要小。这里已提前与被动机作了比较, 故在以下分析被动机时不再重述。

图 7-12 主动 CPA 驱动导轨炮的特性^[9]

(a) 导轨炮电流; (b) 速度和位移的关系。

7.3.2 被动 CPA

被动 CPA 是用导电屏蔽代替补偿绕组的, 不需汇流环之类的换流设备, 它的补偿电流不是由外部注入的, 而是在屏蔽导体内感生的。被动 CPA 的典型结构如图 7-13(a) 所示。

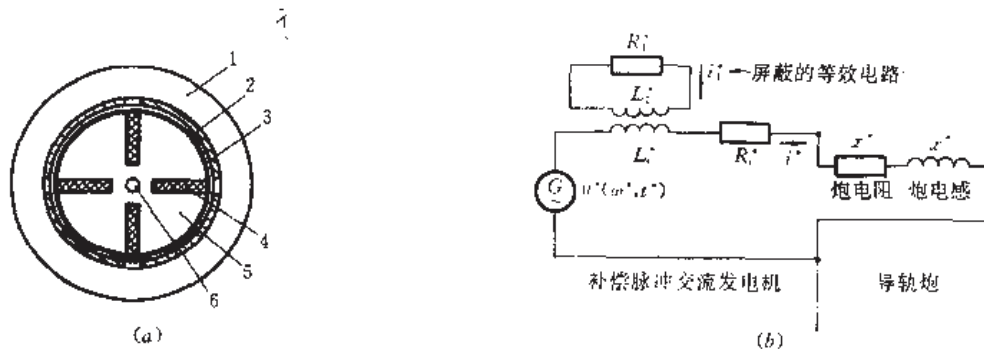


图 7-13 被动 CPA

(a) 典型结构; (b) 驱动导轨炮之电路模型。

1—定子; 2—电枢; 3—屏蔽; 4—场线圈; 5—转子; 6—轴。

为了分析方便起见, 用负载参量(炮管长度 l_g 、炮电阻 R_r 、炮电感 L_r 和弹丸组件质量 m) 把系统的其它相应参量归一化, 来用无量纲形式研究。这样做的好处之一是可以消去一些变量; 好处之二是得到的系统方程便于求解。现以 l_g 、 m 和时间常数 L_r/R_r 为基准给出以下无量纲量: 激磁电压幅值 $U_0^* = U_0 L_r [L_r / (m l_g)]^{1/2} [(R_r)^2 l_g]^{-1}$; 电流 $i^* = i L_r [L_r / (m l_g)]^{1/2} (R_r)^{-1}$; 距离 $x^* = x / l_g$; 时间 $t^* = t R_r / L_r$; 弹丸组件速度 $v_r^* = v_r L_r / (R_r x)$; 机器转子转动惯量 $J_r^* = J_r / (m l_g^2)$, 其中 J_r 为有量纲的转子转动惯量; 转子角速度 $\omega^* = \omega L_r / R_r$; 机器的电阻 $R_c^* = R / (R_r l_g)$, 机器电感 $L_c^* = L / (L_r l_g)$ 。因此, 电路模型应如图 7-13(b) 所示。在电路图中, i_r^* 是炮(负载)电流, i_s^* 是屏蔽等效电路的电流。因为模型是借用炮电阻和电感非量纲化的, 所以炮管电阻和电感的瞬时无量纲值均等于 x^* 。因此电路方程组是

$$u^*(\omega^*, t^*) = \frac{di_r^*}{dt^*} (L_c^* + x^*) + i_s^* (R_c^* + x^*) + M^* \frac{di_s^*}{dt^*} \quad (7-15)$$

$$L_1^* \frac{di_1^*}{dt^*} + M^* \frac{di^*}{dt^*} + i_1^* R_1^* = 0 \quad (7-16)$$

弹丸运动方程^[9]

$$\frac{d^2 x^*}{dt^{*2}} = \frac{i^{*2}}{2} \quad (7-17)$$

转子按下式规律减速:

$$\frac{d\omega^*}{dt^*} = -\frac{u^* i^*}{J_r^*} \quad (7-18)$$

若以此模型研究旋转速度和初始储能时,无量纲的初始储能 W_0^* 应当用初始转子动能与炮口动能的比来无量纲化,即

$$W_0^* = (J_r \omega_0^2 / 2) (m v_{rf}^2 / 2)^{-1} \quad (7-19)$$

对于每个 W_0^* 和 ω_0^* 值,把电流波形的起点选在正电压后半周的开始,使用迭代法确定炮口某一速度 v_{rf}^* 所需的激磁。

所使用的参量, W_0^* 从 2~20 变化, ω_0^* 从 $\pi/2 \sim 3\pi/2$ 变化;并定义效率

$$\eta_{pe} \stackrel{\text{def}}{=} v_{rf}^{*2} [J_r^* (\omega_0^{*2} - \omega_f^{*2})]^{-1} \quad (7-20)$$

在上述的参量范围内,若机器电阻 $R_r^* = 0$,则最大效率可达 61%。但是对于 $W_0^* > 4$ 的值,效率对储能多寡相对不敏感,此时效率仅随转速从 48% 的最小值增加。这是因为只有驱动电流在弹丸出膛时降落到零,才能获得最佳效率。欲达此目的,弹丸在炮管内的运动时间应当比脉冲宽度稍长,以用电压波形出现的负部分把炮管内的剩余磁能遣返回到转子。选取转速时必须注意,效率首先随 W_0^* 增长而快速降落。联立方程(7-19)和(7-20),得到

$$\eta_{pe} = (W_0^*)^{-1} [1 - (\omega_f^{*2} / \omega_0^{*2})]^{-1} \quad (7-21)$$

这样,当 W_0^* 小或 $\omega_f^* \approx \omega_0^*$ 时将有更高的效率,正象转动惯量和储能大时的情况一样。因为许多应用都要求输出一个快的脉冲串,因此优化效率的方法是使用与储能相关的高转速。对于 $R_r^* = 1.0$, 初始储能 W_0^* 与机器转速 ω^* 、系统效率 η_{pe} 等值线的关系表示在图 7-14。

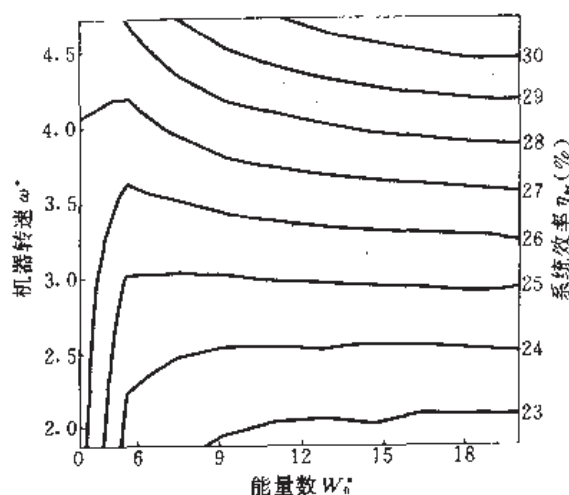


图 7-14 效率的等值线^[9]

7.3.3 选择被动 CPA

为了输出平顶脉冲,应当使用选择被动 CPA。选择被动机的电枢绕组与被动机的相同。二者的主要差别在于补偿方式不同。如前所述,有两种补偿方法,一种是短路绕组补偿,如图 7-15(a)所示;另一种是用非均匀导体补偿,如图 7-15(b)所示。在图 7-15(a)的类型中,还有用单个短路环充任补偿绕组元件的。在所有的选择被动 CPA 中,其共同特点是:由于补偿具有选择性质,两极机每转一周其电感经历两个变化周期;对于多极机,每对磁极对应电感有两个变化周期。选择被动补偿原理用图 7-16 说明之。

欲解图 7-16 的等效电路方程,应首先寻求电枢绕组的等效电感 L_{ac} ,即

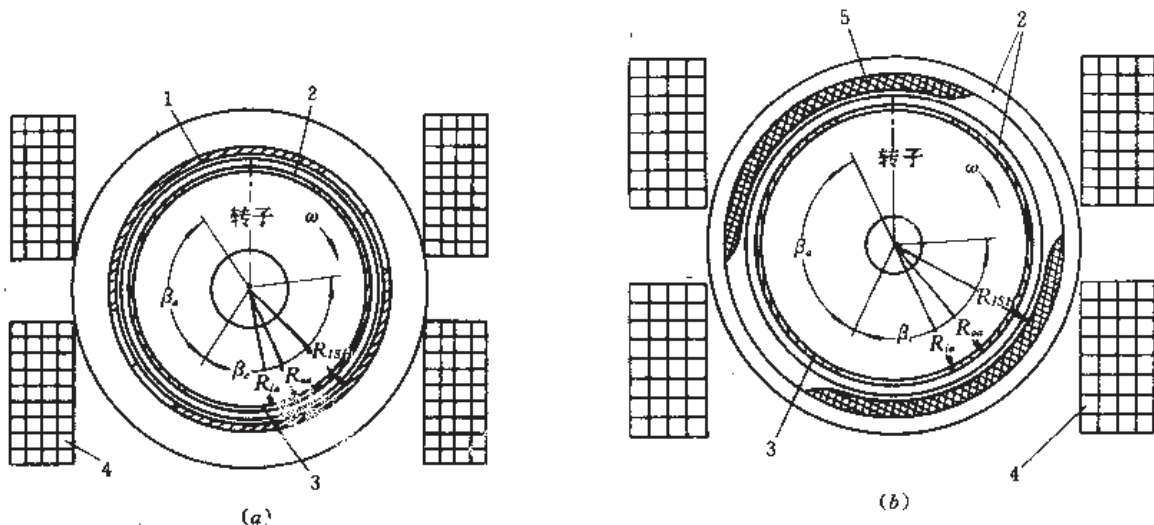


图 7-15 两种选择被动 CPA 型式^[10]

(a) 短路补偿绕组型; (b) 非均匀补偿屏蔽型。

1—短路补偿绕组; 2—复合材料绑带; 3—电枢绕组; 4—场线圈; 5—非均匀屏蔽。

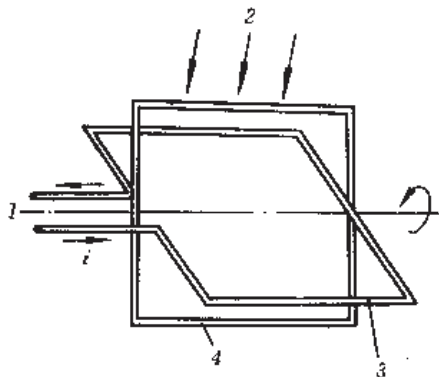


图 7-16 选择被动补偿原理图解

1—输出端; 2—磁场; 3—旋转线圈; 4—固定的短路线圈。

$$L_{ac} = L_a - M_{ac}^2 / L_c \quad (7-22)$$

式中 L_a ——无补偿时的电枢绕组电感;

L_c ——补偿绕组的电感;

M_{ac} ——电枢和补偿绕组间的互感, $M_{ac} = M_{\max} \cos \theta$ 。

当两绕组磁轴的相对夹角为 θ 时, 则有

$$L_{ac} = L_a - \frac{M_{\max}^2 \cos^2 \theta}{L_c} = L_a \left[\left(1 - \frac{k_{\max}^2}{2} \right) - k_{\max}^2 \cos(2\theta) \right] \quad (7-23)$$

式中 k_{\max} ——和最大互感 M_{\max} 有关的最大耦合系数, $k_{\max} = M_{\max} / (L_a L_c)^{1/2}$ 。

现在研究如何从图 7-15 所示的两种结构中获得不同形状的脉冲输出。随时间变化的总电感

$$L = L_1 - \Delta L \cos(2\omega t - 2\beta) \quad (7-24)$$

式中 L_1 ——常数电感, 包括式(7-23)中的常数项加电路中的其它常数电感。

下面分析忽略电路电阻的影响。人们通常仅对点火以后的第一电流脉冲感兴趣。由于工作在高频的电流脉冲时间远比电路衰减时间常数小得多(这里, 机器产生的电压 $u(t) = U_m \sin(\omega t - \varphi)$, 电枢电路 $d(Li)/dt = U_m \sin(\omega t - \varphi)$), 因此得到

$$i(t) = \frac{U_m}{\omega L} [\cos \varphi - \cos(\omega t - \varphi)] \quad (7-25)$$

使用 $t=0$ 时 $i(0)=0$ 的初始条件, 有

$$i(t) = U_m [\cos \varphi - \cos(\omega t - \varphi)] \times \left\{ \omega L_1 \left[1 - \frac{\Delta L}{L_1} \cos(2\omega t - 2\beta) \right] \right\}^{-1} \quad (7-26)$$

因为对所有时间 t , 都有 $\Delta L \cos(2\omega t - 2\beta) / L_1 < 1$, 上式分母可展开成一收敛的幂级数:

$$[1 - C_{RD} \cos(2\omega t - 2\beta)]^{-1} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} C_{RD}^n \cos^n(2\omega t - 2\beta) \quad (7-27)$$

式中 C_{RD} ——电感差分压缩比, $C_{RD} \stackrel{\text{def}}{=} \Delta L / L_1$ 。

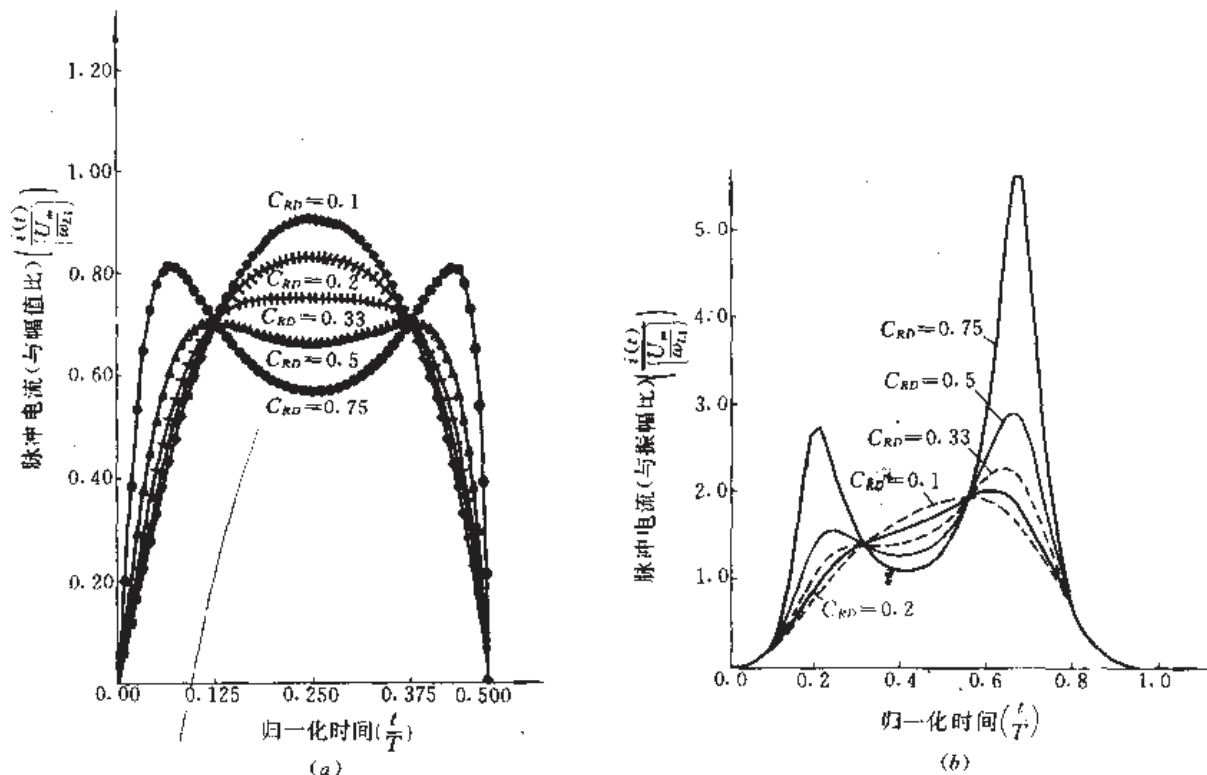
使用三角恒等式, 则有

$$i(t) = \frac{U_m}{\omega L_1} [\cos \varphi - \cos(\omega t - \varphi)] [A_0 + A_2 \cos(2\omega t - 2\beta) + A_4 \cos(4\omega t - 4\beta) + A_6 \cos(6\omega t - 6\beta) + \dots] \quad (7-28)$$

式中, $A_0 = 1 + C_{RD}^2/2 + 3C_{RD}^4/8$, $A_2 = C_{RD} + 3C_{RD}^3/4 + 5C_{RD}^5/8$, $A_4 = (C_{RD}^2 + C_{RD}^4)/2$, $A_6 = C_{RD}^3/4 + 5C_{RD}^5/6$ 。在式(7-28)中出现了高次谐波, 其谐波的幅值取决于电感差分压缩比 C_{RD} 、相角 φ 和 β 。式(7-28)就是不同形状电流脉冲的基本表达式。

可用两种特殊情况仿真出电流波形曲线。第一种情况: 在正峰值电压(即 $\varphi = -90^\circ$) 时电流脉冲开始; 而电流开始($\beta = 0$)时, 电感处于最小值。在此种情况下, 电流波形如图 7-17(a)所示。此时, 对低值的 C_{RD} 电流接近正弦脉冲, 因为此时高次谐波幅值很小。

第二种情况: 脉冲电流在零电压(即 $\varphi = 0$) 时开始; 电流开始时使电路电感处于低值并接近最小值, $\beta \approx 68^\circ$ 。这种情况下的电流波形表示在图 7-17(b)。从此图可看出, 在导轨炮负载情况下获得平顶脉冲的方法。为了简单起见, 认为可变电感仅是 CPA 的电感, 而导轨炮是一阻抗增大变化的负载, 因为电感和反电动势均增加。在图 7-17(b)中, 考虑 $C_{RD} = 0.33$ 的曲线, 在脉冲的 $1/4$ 周期(T)以后, 第二电流峰值可以用增加导轨炮阻抗来平顶化。由于导轨炮工作期间恰好阻抗增大, 因此能产生一个供加速电枢和弹丸用的平顶电脉冲。

图 7-17 两种情况下的脉冲电流形状^[10]

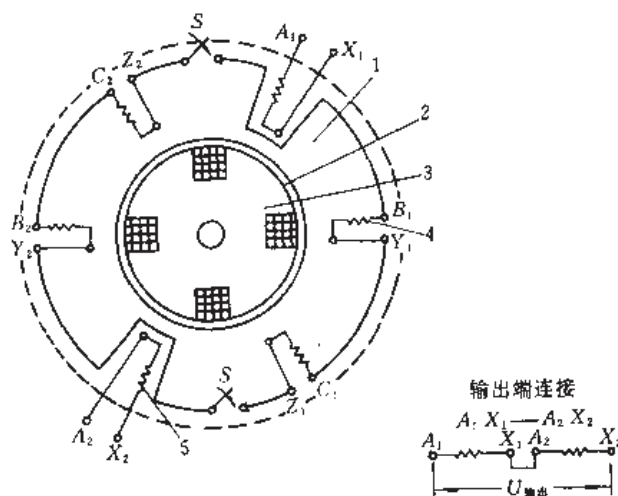
(a)第一种情况;(b)第二种情况。

7.3.4 高电压发电机

这里所说的高电压发电机是高压两级无补偿脉冲交流发电机(uncompulsator)。把发电机电枢绕组的一部分短路,随正反馈引起激磁的突然增加,从而在电枢绕组的另外部分感应出一高电压脉冲,其原理如图 7-18 所示。由于高电压发电机是 CPA 电磁技术的“孪生子”^[11],故在本节予以介绍。这种机器具有分层结构,并去掉了屏蔽,使用了精细分层的铁磁材料或者高强度、高刚度和低密度的复合材料(例如浸渍环氧树脂的石墨、玻璃丝或碳纤维)。

工作原理是基于短路同步机的“磁通不变原理”。俘获磁通之后,每个绕组的磁通链在短路瞬间必须保持不变。但是,如果三相中两相被短路,而在第三相势必产生一个比额定电压大许多倍的高电压,常常达到 100kV 水平。

当开关闭合时,两相(B和C)的短路类似常规同步机的突然短路^[1]。两短路相形成一个绕组,它的磁轴与第三(输出)相的磁轴垂直。合成的磁通、电流和电动势相量均为两相的相量相加之和,它们的合成相量与A相的相应相量成 90°角。B相和C相串联短路后可被看作是在合成相量方向上的一个单相。如果短路发生在无激磁磁通交链短路电枢绕组的那一时刻,称为第一特征状态;如果短路发生在最大激磁磁通与短路绕组交链的那一时刻,称为第二特征状态。

图 7-18 高电压发电机原理图解^[11]

1—定子铁心片；2—四极转子；3—转子铁心片；4—电枢绕组（一）；5—电枢绕组（二）。

次级激磁磁通 Φ_2 可以分成有用磁通 Φ_{2u} 和漏磁通 $\Phi_{2\sigma}$ 两部分。为了简单起见，假定初级和次级匝数相等，亦即初、次级有用电感相等，即 $L_{e1} = L_{e2} = L_e$ 。这样一来，有

$$\Phi_2 = \Phi_{2u} + \Phi_{2\sigma} = (L_{e1} + L_{e2}\sigma_2)i_{e2} = L_e(1 + \sigma_2)i_{e2} \quad (7-29)$$

式中 σ_2 ——次级漏磁系数；

i_{e2} ——激磁电流。

在转子旋转 α 角（相应时间间隔 $t = \alpha/\omega$ ）后，交链于初级和次级绕组的磁通方程分别变为：

$$L_{1\sigma}i_1 + L_e(i_1 + i_2\sin\alpha) = 0 \quad (7-30)$$

$$L_{2\sigma}i_2 + L_e(i_1\sin\alpha + i_2) = L_e(1 + \sigma_2)i_{e2} \quad (7-31)$$

式中 i_1 ——定子瞬时电流；

i_2 ——转子瞬时电流；

$L_{1\sigma}$ ——初级磁通的漏感；

$L_{2\sigma}$ ——次级磁通的漏感；

L_e ——公共磁通的漏感。

令 σ_1 为初级漏感系数，并使用式(7-29)，得

$$(1 + \sigma_1)i_1 + i_2\sin\alpha = 0 \quad (7-32)$$

$$(1 + \sigma_2)i_2 + i_1\sin\alpha = (1 + \sigma_2)i_{e2} \quad (7-33)$$

从这两个简单代数方程解得

$$i_2 = \left[1 - \frac{\cos\alpha}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)}\right] \left[1 - \frac{\cos^2\alpha}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)}\right]^{-1} i_{e2} \quad (7-34)$$

$$i_1 = \frac{1}{1 + \sigma_1} \left\{1 - \left[1 - \frac{\cos\alpha}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)}\right] \left[1 - \frac{\cos^2\alpha}{(1 + \sigma_1)(1 + \sigma_2)}\right]^{-1} \cos\alpha\right\} i_{e2} \quad (7-35)$$

在短路以后,对于 $\cos\alpha = -1$ (即 $\alpha = 180^\circ$) 时,电流值是临界的,表示为:

$$i_{2cr} = \frac{2 - \sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} i_{ex} \approx 2 \frac{i_{ex}}{\sigma_1 + \sigma_2} \quad (7-36)$$

$$i_{1cr} = \frac{2}{1 + \sigma_1} \left(\frac{i_{ex}}{\sigma_1 + \sigma_2} \right) \approx i_{2cr} \quad (7-37)$$

在 $\cos\alpha = -1$ 的临界瞬间,在转子上的合成磁通 Φ_r 是由激磁产生的,即

$$\begin{aligned} \Phi_r &= L_a i_{ex} \left[\frac{2}{\sigma_1 + \sigma_2} - 1 - \left(\frac{1}{1 + \sigma_1} \right) \left(\frac{2}{\sigma_1 + \sigma_2} \right) \right] \\ &= L_a \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_2} \right) i_{ex} \end{aligned} \quad (7-38)$$

在 $\alpha = 180^\circ$ 以后, $\Phi_r \approx 0$ 。

所获得的电流和相应磁通的形像概念是:(1)对于第一特征状态,电枢是无电流和不交链磁通的。所产生的合成磁通是无载磁通的一半,另一半是由激磁绕组与电枢绕组配合产生的,沿空气隙对分成两部分,补偿在电枢中和后加在激磁成分中;(2)对于第二特征状态,电枢处在最大电流和交链最大磁通的情况,两绕组企图保持磁通不变。因为在 180° (半周期)后,两磁通方向相反,它们趋向互相补偿,合成的磁通总是零,因此两绕组沿空气隙路径必须产生全部的无载磁通。

两相(B和C)短路形成一相绕组的磁轴垂直于高电压绕组 AA' 的磁轴,它们是与磁无关(去耦)的,因此不能感应出高电压。转子激磁电流在第一特征状态(90°)以后和在第二特征状态(180°)以后达到最大值。在那种特殊瞬间(90° 和 180°), AA' 相达到最大瞬时电动势;对于短路瞬间零磁通链,输出相(AA')的最大感应电压

$$u_{f,0} = \sqrt{2U}/\sigma \quad (7-39)$$

对于最大初始磁通,输出相的最大感应电压

$$u_{f,m} = \left(\frac{2}{\sigma} - 1 \right) \sqrt{2U} \quad (7-40)$$

式中 U ——机器稳态时的相电压;

σ ——缝隙和端匝等的漏磁通和总磁通的比, $\sigma = \Phi_e / (\Phi_e + \Phi_a)$ 。

7.4 增频发电机

在多数线圈炮中,驱动线圈(定子)产生的行波磁场必须以接近弹丸的速度前进,若绕组的极距为 τ 和电源的频率为 f ,则同步速度 $v_{ij} = 2\tau f$ 。增加极距,无疑将增大炮管长度,并由此引起对同步控制系统的复杂要求,一般在不得已的情况下才采用增加极距的方法。逐渐增加电源频率来同步加速弹丸显然是个极好的方法,只是以前尚无这种复杂的电源可用。如果激励驱动线圈的电源频率从发射开始到结束为止连续地增加,每一瞬间炮的驱动线圈、弹丸和电源都能形成一精确的谐振系统,这样就勿须用接触和反馈控制便能达到均匀和有效的机电能量转换。

业已证明^[12],用改极距和使用恒速行波场加速时,电枢或弹丸(线圈)的能量损失比用增频方法大得多。若频率逐渐增加,即使炮仅分两级频率段,发射效率也会显著提高,况

且损失还将随频率段数增加而进一步减小。

然而,驱动线圈是电感性很强的负载,加到炮管驱动线圈上的相量电压

$$\dot{U}_d = R_d \dot{I} + jX_d \dot{I} + \dot{\mathcal{E}}_s \quad (7-41)$$

式中 R_d ——驱动线圈的电阻;

X_d ——驱动线圈的相电抗, $X_d = \omega L_d = 2\pi f L_d$;

\mathcal{E}_s ——弹丸线圈运动时使驱动线圈产生的反电动势。

显然,由于驱动线圈的电抗随电源频率 f 增加,所以在加速开始时由于 $f = f_{\min}$,则应当 $X_{d,\min} (= 2\pi f_{\min} L_d)$ 亦小;而当弹丸达到炮口附近时,由于 $f > f_{\min}$,则 X_d 应当变得很大。以同样的观点看,与弹丸速度相关的反电动势 \mathcal{E}_s 也应随频率的增加而从零变到最大值。由此可得出以下结论:倘若采用增频方法加速,所用的电源在连续增加频率的同时,尚须连续地增加输出电压。制造同时具备增频又增压的电源是必要的。但是,用一般方法难以实现,这便是增频发电机直到今天才出现的原因。

尚须说明,即使采用增频电源,也只能在整个炮长度上分段使用多个不同频段的增频电源,而对整炮来说不应仅用一台增频电源。因为只有这样才能使驱动线圈和电源间的振荡的无功功率减小,才能提高功率因数,使电源尺寸变小,使对电源的机械强度和绝缘强度要求降低。此外,分段增频可使电源增频范围变窄,并使电源的设计和制做难度降低。假定炮的驱动线圈分为 n 段,则每段的无功功率(能量)将按 $(n^2)^{-1}, [n(n-1)]^{-1}, [n(n-2)]^{-1}, \dots, [n(n-n+1)]^{-1}$ 的顺序减小。若用一个减少因子 Γ 来表征分段的无功功率的减少程度,则

$$\Gamma \stackrel{\text{def}}{=} \left[\frac{1}{n^2} + \frac{1}{n(n-1)} + \frac{1}{n(n-2)} + \dots + \frac{1}{n} \right]^{-1} \quad (7-42)$$

例如,把驱动线圈分成 3 频段(即 $n=3$),则 $\Gamma=1.64$;若分成 $n=5$ 段, $\Gamma=2.2$,无功功率的减少程度增加。以上的分析是假定电源频率为线性增长的。

在上述要求既增频又增压的情况下,德克萨斯大学机电中心的德里加(Driga)等人研制出专为线圈炮用的增频发电机(RFG)^[12]。RFG 是一个新奇的发电概念机器,它能在向线圈炮放电期间输出电压和频率同时增加的脉冲,用它激励炮管的一段驱动线圈,能大大地减小无功功率。由于它的电压和频率能连续增加,于是该段驱动线圈的极距可做成相等的,以便使线圈炮更容易进行优化设计。

RFG 分为两种,即“机械”变型结构和“电”变型结构,如图 7-19 所示。

所谓的机械变型 RFG,实际上是两个有公共轴的发电机的级联:一个是为 RFG 激磁绕组供电的 CPA,另一个才是纯粹的增频发电机 RFG,如图 7-19(a)所示。RFG 有两个同方向旋转的转子,外转子的转动惯量 J_e 比内转子的 J_r 大,开始外转子的转速 ω_e 比内转子的 ω_r 略高些。工作循环开始时,CPA 向 RFG 的激磁绕组(内转子)放电,而 RFG 的输出端连接到线圈炮的驱动线圈(负载)上。CPA 对 RFG 激磁绕组脉冲放电,使它的转子减速。由于它的转子与 RFG 的内转子共轴,则使 RFG 的两转子的速度差 $(\omega_e - \omega_r)$ 增大,所以 RFG 产生了增频的电压输出;同时由于两转子的相对速度增大,RFG 的感应电压幅值也逐渐提高。于是 RFG 可向负载提供既增频又增值的高电压输出,从而满足了线圈炮对电源的

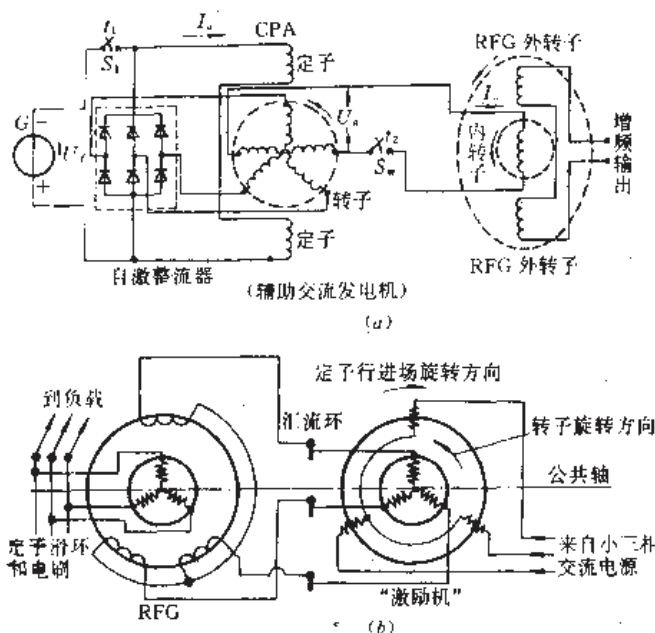


图 7-19 增频发电机电路原理

(a)“机械”变型 RFG; (b)三相“电”变型 RFG。

双重要求。同时,辅助发电机(CPA)的转子惯量也贡献于对外输出的放电脉冲中,它的三相和单相电枢绕组间应当是无电磁联系的,自成独立系统。

在机械变型的 RFG 中,电路中的初始电源 G 提供一脉冲电流给自激的辅助交流发电机激磁(定子)绕组,此初始电流在辅助交流发电机的空气隙内产生磁通时,这个三相交流发电机转子绕组便开始产生一交变电压,此电压激励的电流被稳态自激整流器所整流,以电流 I_a 输给辅助交流发电机的定子绕组,引起交流发电机自激。由于交流自激,单相绕组产生的电压 U_a 增加,如图 7-20(a)所示。典型地约在 220ms 以后 U_a 达到峰值,通过开关 S_a 把 U_a 加到 RFG 的内转子绕组上,使 RFG 的外转子产生增频的输出电压。向 RFG 提供电流约 1ms 后,再将 RFG 的外转子输出端接到线圈炮上,为之提供所需的增频电压和电流,如图 7-20(b)所示。

“电”变型的 RFG 如图 7-19(b)所示。工作原理基本与机械变型的 RFG 的相同,只是它使用了一个旋转磁场代替机械变型 RFG 的外转子,该旋转磁场是由一个称作“励磁机”的发电机产生的。除此以外,也是电机共轴级联,应用了同样的发电机理。由于自 RFG 提供激磁脉冲系列,造成两共轴转子减速,使增频机的内转子和外旋转磁场的相对速度变化,因而使 RFG 输出的电压的频率和幅值增加。为了降低减速对励磁机的影响,励磁机的行进的磁场应与它的转子方向相反。对于 60Hz 的交流电,励磁机的频率

$$f_{ex} = \frac{p_{ex}(n_{es} + n_{er})}{2 \times 60} \quad (7-43)$$

式中 p_{ex} ——励磁机的极数;

n_{es} ——励磁机定子场的每分钟转数;

n_{er} ——励磁机转子的每分钟转数。

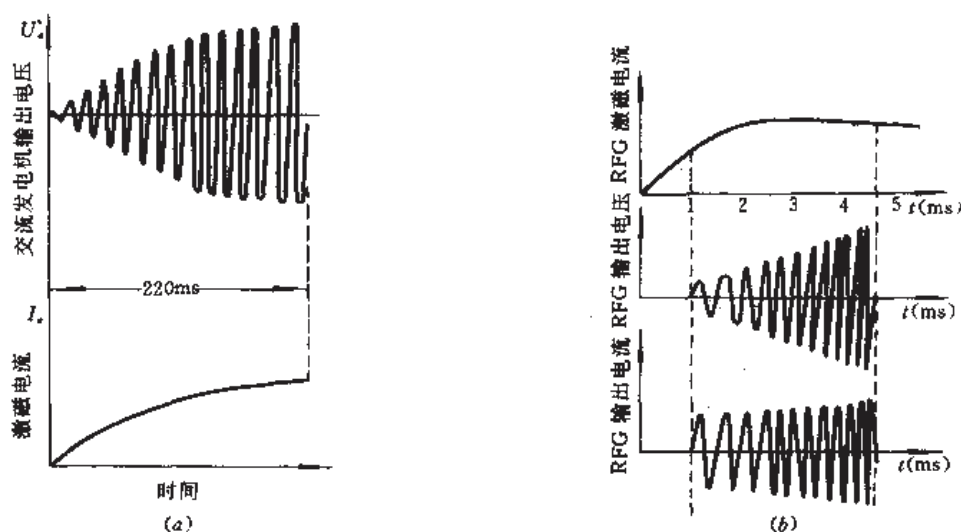


图 7-20 机械变型 RFG 的原理和特性^[12]

(a) 自激交流发电机特性; (b) RFG 特性。

7.5 变磁通旋转压缩发生器

7.5.1 普通 MFCG 理论基础

先前已较详细地论述过平移式^[13]和旋转式^[1]磁通压缩发生器(MFCG),但那里的磁通在压缩过程中是不变的。那些普通的磁通压缩发生器大多数只能作实验电磁炮的电源。为了说明本节的变磁通旋转压缩发生器的与众不同,先回顾一下普通 MFCG 的基本理论是必要的。

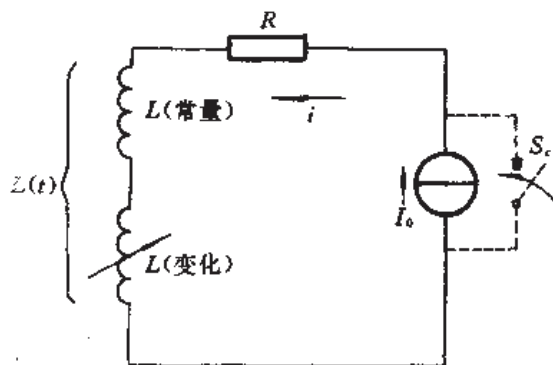


图 7-21 普通 MFCG 的简化电路模型

在恒磁通的 MFCG^[1,13]中,可典型地处理成如图 7-21 所示的 R-L 简化电路。被压缩的磁通由初始电流源 I_0 提供。在压缩开始($t=0$)时刻相当于“压缩开关” S_c 短路,把电流源短路掉。通过机械力做功,改变电路中导体的相对位置,以压缩磁通,同时连续地减少电路电

感 $L(t)$ 。系统的磁能 W_m 可表示成瞬时电流 i 和磁通 Φ 的函数:

$$W_m = \frac{1}{2} L(t) i^2 = \frac{1}{2} \frac{\Phi^2}{L(t)} \quad (7-44)$$

从而可以看到,在恒定磁通条件下,储存在系统中的磁能和部分地传到负载的磁能是随电感的连续减小而增加的,一直到电感达到最小值为止。很明显,电磁能的增加是从移动导体的动能形式转变而来的,而动能又常来自火、炸药的爆炸反应。在理想情况下,磁通始终保持不变,仅磁通密度变化。在非理想情况下的磁通损失,是由电路电阻 R 的能量损失引起的。

交链磁通的电路的微分方程

$$\frac{d(Li)}{dt} + \frac{R}{L}(Li) = 0 \quad (7-45)$$

穿过电路的磁通 Φ 可用 t 时刻的电感 L 表示,即 $\Phi = Li$ 。将此 Φ 表达式与式(7-45)联立,于是可得式(7-45)的解^[1]

$$\Phi = Li = L_0 I_0 \exp\left[-\int_0^t \left(\frac{R}{L}\right) dt\right] \quad (7-46)$$

式中 L_0 —— $t=0$ 时刻电路总电感, $L_0 = L(0)$;

I_0 —— $t=0$ 时刻电路的初始电流。

在总电感 $L(t)$ 减小的过程中,电流增加,即

$$i(t) = \frac{L_0 I_0}{L(t)} \exp\left[-\int_0^t \left(\frac{R}{L(t)}\right) dt\right] \quad (7-47)$$

为了获得瞬时功率的平衡,用电流 i 乘式(7-45)并改写第一项,我们得到

$$-\left(\frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{dx}\right) \left(\frac{dx}{dt}\right) = Ri^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} Li^2\right) \quad (7-48)$$

这是考虑在 x 坐标方向平移运动压缩磁通的情况下所得到的。其中左侧括号内的因子分别表示 x 方向的力和速度。可见,为了减少电路电感,输入的机械功率必须消耗在增大磁能上和欧姆损失上。

如果考虑恒磁通的旋转磁通压缩发生器,此时的磁通压缩是由导体旋转运动引起的(亦同时减小电路电感),此时的运动是在角向坐标方向上移动一角 α ,则式(7-48)变为:

$$-\left(\frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{d\alpha}\right) \left(\frac{d\alpha}{dt}\right) = Ri^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} Li^2\right) \quad (7-49)$$

式中左侧括号内的因子分别表示转动力矩 T 在 α 角向引起的力和角速度 ω 。则瞬时功率的平衡式变为:

$$-T\omega = Ri^2 + \frac{dW_m}{dt} \quad (7-50)$$

7.5.2 变磁通旋转 MFCG

一般平移式的 MFCG 都是低阻抗电源;而线圈炮、多匝增强的导轨炮乃至某些电热炮都要求高阻抗电源。虽然带有功率调节系统的电容器组和 CPA 可充作高阻抗炮的电源,但在一些场合却不如本节讨论的变磁通旋转 MFCG 优越。变磁通旋转 MFCG 具有极大的电感压缩比和能产生极大的电流(10^6 A 量级),并能做到较大的磁场放大,其功率可

达 10^5W 量级,能提供各种各样形状的单脉冲或多脉冲输出,使高阻抗炮工作在最佳状态。在这种电源中,使用反馈产生的强磁场,不同的固定绕组磁场和旋转电枢绕组磁场的相互作用,以及电枢反应出现的非均匀补偿,是提供特制的输出脉冲谱的关键。这种电源不需要转换开关和外部电磁脉冲成形装置。

变磁通旋转 MFCG 是含有磁通压缩性质的脉冲发电机,除初始磁通外,在压缩期间还能产生新磁通。因此方程(7-45)变为:

$$\frac{d}{dt}(Li) + \frac{R}{L}(Li) = U_m \cos(\omega t + \alpha_0) \quad (7-51)$$

此时方程右侧出现以幅值 U_m 和初相角 α_0 表示的正弦电压。这个方程似乎很简单,实际上却很复杂,因为在压缩期间激磁磁通和角速度 ω 都是变量和非线性的,并且在相对运动条件下此微分方程必须与功率瞬时平衡方程、三维的磁场扩散方程联合求解。

变磁通旋转 MFCG 也是利用电枢和补偿两个绕组在磁通压缩过程中起作用的,并且有多种型式,图 7-22 给出其中的两种。在图 7-22(a)中,存在第三元件,即两个磁轴相互垂直的激磁绕组,称为纵-横双向激励型变磁通旋转 MFCG。通过改变激磁脉冲的形状、持续时间和强度,可以改变机器的输出特性^[14]。此时,应当用纵向和横向的瞬变磁场绕组的作用来代替方程(7-51)左侧的第二项。这种排布有许多优点,第一是输出的波谱范围大,并且可用两垂直的激磁绕组调制被压缩的磁通形状、持续时间和幅值;第二是以此产生的脉冲形态能使机器保持高效率,因为损失总是正比于充电时间的,而这里储存在绕组内的磁能是与激磁电流到峰值的时间无关的。在这里用的激磁电源是置于纵向和横向激磁电路内的两个电容器,但也可使用旋转的换流器或蓄电池作激磁电源。通过变化绕组的不同参量,最后能优化地设计出具有适应性和轻便性的机器。

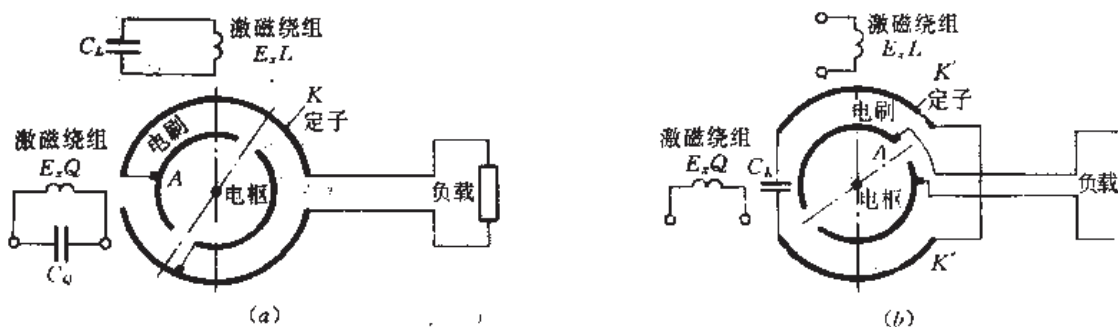


图 7-22 变磁通旋转 MFCG

(a)纵-横双向激励型;(b)分布定子用 R-L-C 电路型。

图 7-22(b)也是一种机电变换器。定子内的一个电容器 C_L 放电,磁通是在电枢绕组和定子相等数量的绕组间被压缩。当两绕组位移 180° 电角时能出现最大电流。在电枢(转子)通过使电感达到最小的位置后,以磁通去补偿,再加速转子并使电容器再放电,为负载(电磁炮)产生一个快速衰减的电流。电容器的电容较小,能充电至高电压,产生一个锐化脉冲。在这种定子使用 R-L-C 电路的旋转 MFCG 中,也可用两个定子分布绕组实现目标,使分布绕组 k^i, k^{ii} 在纵轴方向,使 k^{iii}, k^{iv} 在横轴方向上,通过使用变压器,分布绕组 k 和场绕组间的耦合能使 $E_x L$ 和 $E_y Q$ 绕组贡献出更良好的输出波形适应性。因此,这种机器实际上

是带有 R-L-C 振荡电路的和在分布定子绕组上有变压器的旋转 MFCG。

以上仅介绍两种变磁通旋转 MFCG, 此外还有一些其它型式^[14]。所有的变磁通旋转 MFCG 的电感压缩比都很大, 输出电流可达兆安级, 功率可到吉瓦量级, 可多脉冲连续输出, 输出电压较高, 可达几十千伏, 且工作时不需转换开关, 因而是高阻抗电炮的理想电源。

7.6 圆盘交流发电机

7.6.1 单转子结构

飞轮圆盘交流发电机是一种定转子相对旋转机, 于 1985 年专为用于电炮而发明的^[15], 之后不久申请了美国专利^[16]。圆盘交流发电机与常规交流发电机的区别在于: 它是无铁磁材料的空心机, 转子是圆盘状结构而不是圆柱体, 有效导体达 50% 以上 (而不是常规机的 1%)。这种发电机的导体采用整体支撑, 可使用于更高的转速, 因而它具有极高的储能密度。

圆盘交流发电机可通过整流器直接为电磁炮供电, 这就省去了大容量的电感器和断路开关。虽然它主要用于高阻抗电磁炮, 但有时也可用它为电容器充电或用于其它领域。目前, 用于 9MJ 反坦克线圈炮的圆盘机正在设计之中。

圆盘发电机的工作原理也是依据法拉第电磁感应定律: 线圈绕组切割磁场而感应出电动势。现以图 7-23(a) 所示的单转子机为例来说明。两定子圆盘分布在转子圆盘的两侧,

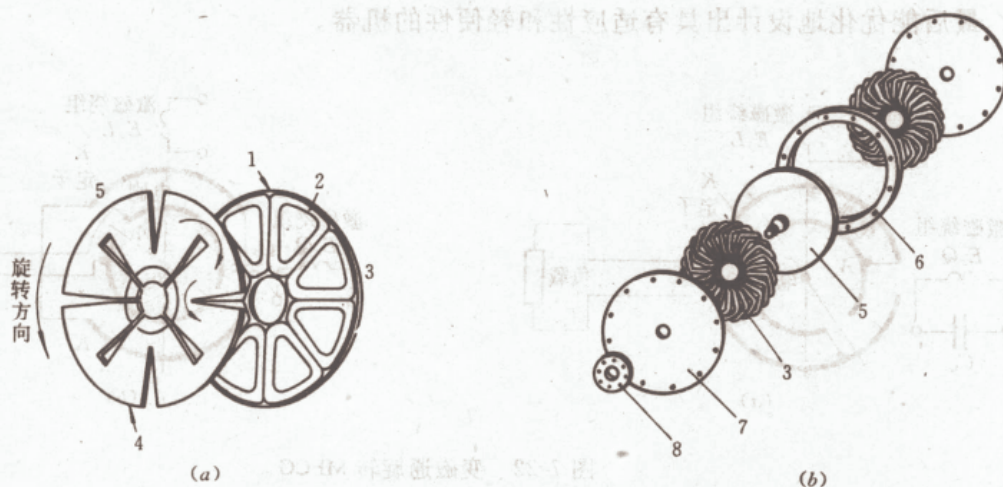


图 7-23 单转子圆盘交流发电机

(a) 转子和定子元件; (b) 组装示意图。

1—定子绕组板; 2—定子线圈; 3—定子; 4—转子导体; 5—转子; 6—间隔圈; 7—外壳板; 8—电刷装置。

转子圆盘同时也起惯性储能的飞轮作用。轮子具有花瓣状的电流路径, 用外电源供电使得花瓣携带直流和在轴向产生磁通, 并交替地出现 S 极和 N 极的双极性。将若干个这样的花瓣状导电圆盘参差、交错地排列起来, 然后压成坚固的层压件, 并将各叠片结构串联起来, 组成一个转子。

定子圆盘包括已形成扁平饼状线圈的径向导体, 图 7-23(a) 仅画出一层这样的线圈。

许多这样的线圈重叠成一个多相的叠绕组,如图 7-23(b)所示。定子绕组应当连接成能满足广泛的阻抗和频率要求的形式。

转子的激磁电流通过电刷由外电源供给。在定子上感应出的电流不用电刷帮助而直接输出。层压的转子有极高的机械强度,能经得起更高的转速和突然的减速,因此能获得更大的能量和功率密度,这就有效地利用了转子质量。圆盘交流发电机能在 1s 内提供比普通发电机高 50 倍的功率。若使用高温超导体于圆盘交流发电机的定、转子,将使圆盘发电机有更佳的性能。圆盘机的输出电压可用外电源提高激磁磁场的方法来增大,极容易地获得 100kV 以上的输出电压,输出电压仅受温升限制。圆盘交流发电机的效率比常规铁心发电机的低,但仍可达到 95%。

7.6.2 多转子结构

在上述的单转子机的基础上发展成多转子机。分析多转子机尚可补充前述的单转子机分析中的未尽事宜。这里以双转子(图 7-24)为例进行分析,其结论适用于更多转子情况。

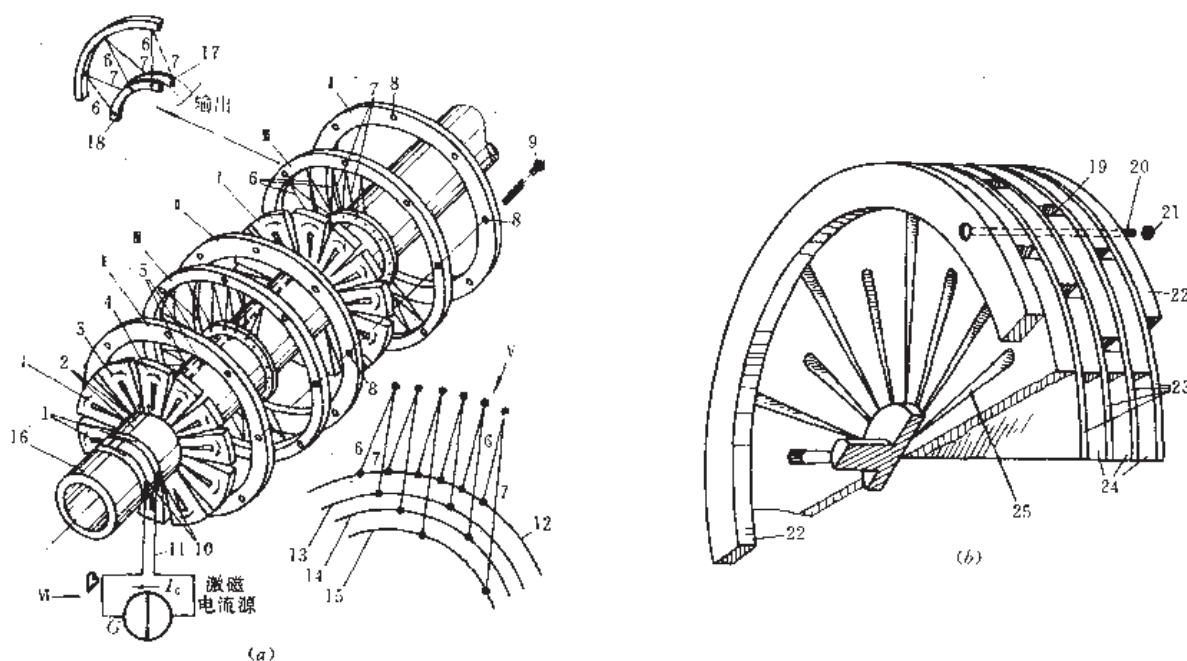


图 7-24 多转子圆盘交流发电机

(a) 双转子机结构; (b) 一个分层转子结构。

I—转子; II—夹紧环; III—定子; IV—单相定子局部; V—三相 Y 形连接定子绕组局部; VI—激磁电流源。1—换向环; 2—导线; 3—扇形 A; 4—扇形 B; 5—再连导线; 6—辐条状绕组 A; 7—辐条状绕组 B; 8—螺栓孔; 9—螺栓; 10—电刷; 11—连接导体; 12—公共线; 13—第 1 相; 14—第 2 相; 15—第 3 相; 16—输入轴; 17—输出 A; 18—输出 B; 19—圆盘缝通孔; 20—螺栓之一; 21—螺帽之一; 22—应力环箍; 23—绝缘圆盘; 24—单个转子圆盘; 25—圆盘缝。

在图 7-24(a)中,驱动轴上固定着若干转子圆盘。定子辐轮与转子圆盘间隔地同轴放置,但不与轴连接。轴被图中未画出的马达或原动机驱动,绕其轴线旋转。激磁用的电流源通过连接导体、电刷、换向环和导线连接到输入端转子上,一换向环与转子圆盘扇形 A

连接(通过导线),而另一换向环借助另一导线与扇形 B 连接(以上是对一单转子圆盘而言的)。若双(或多)转子时,扇形 B 应当通过一条再连导线接到第二个转子的扇形 A 上,第二转子的扇形 B 通过另一再连导线接到第二换向环上,这样就将两转子串联地连接起来。连接第二转子的再连导线嵌装在轴的纵向槽内。用外部电流源向串联定子提供激励电流。由于转子的结构类似图 7-23(a)所示的花瓣结构,激磁电流也可以不用电刷供给,而采用装在车或船上的激磁转子感应地提供。应当指出,把转子串联起来,可以减少所需用的激磁电流。

定子圆盘绕组很像自行车的辐轮。若单相输出时,在靠近轴处有两个并排的圆环,如图 7-24(a)左上方的局部放大图示。若多相输出时,需用多个圆环,如图 7-24(a)的右下侧局部放大图所示。这些辐条状绕组,每相各占一面并与各自的近轴圆环连接,形成夹角 $5^\circ \sim 10^\circ$ 的两个(或多个)定子绕组面,两个(或多个)绕组面内的辐条汇聚在夹角顶,由定子外缘环对应地连在一起,以形成单相(或多相)绕组,以产生单相(或多相)的高电压交流输出。定子辐条绕组可以是金属线,也可能是圆形或矩形截面的金属棒。用铆钉或螺钉把这些绕组辐条彼此地和与其它件连接。

在图 7-24(a)中,用长螺栓穿过各螺栓孔和夹紧环把各定子圆盘固定成一体,形成一个多圆盘结构,这样有利于利用激磁磁场,从而提高机器的抗热性能(因为这样能增大热容量和减小电阻能量损失)。

转子圆盘应由高电导率的非磁性材料做成,可使用铝合金材料。转子和轴固定,能产生管状的激磁的磁通束。一般情况,较厚的开缝圆盘转子的机械强度能承受住很大的径向离心力。当若获得高功率输出而采用高转速运行时,应当对转子施加应力环箍,如图 7-24(b)所示,此应力环箍允许转子以更高的速度旋转。环箍刚性地加到圆盘转子上,除了保证转子可使用更高的转速外,环箍还能调节它的质量以增大惯性储能用的转动惯量。在图 7-24(b)中,转子由多个薄板圆盘层组成,并用各绝缘圆盘把这些薄板圆盘层隔离开。然后,用螺栓把各分层夹紧固定在一起,成为一个转子。应当注意,圆盘的应力环箍应当用非导电的高强度复合材料制成。由于各转子圆盘电地串联起来,因此能减小所需的激磁电流。分层转子的优点之一是,可把开缝的圆盘各缝隙交错开,从而消除单个圆盘产生磁场的不对称性。若机器连续工作,应使用具有冷却结构的分层转子^[16]。

对于单转子脉冲工作,典型的激磁电流将是 40kA(使用 27MW 的 5s 等级或 136MW 的 1s 等级),此时用 6.32V 的电源激磁。在相同的激磁功率水平下,希望增大电压和减少电流,因为电刷面积正比于电流而和电压无关,所以应当把若干薄板圆盘转子串联组成分层结构的转子。

7.7 HPG-电感器组合电源

7.7.1 单极发电机(HPG)

单极发电机(HPG)又称法拉第直流发电机,它是利用导电的转子运动切割磁场而感生电压和电流的。和 CPA 一样,HPG 也是先从采用铁心机开始的。铁心 HPG 已有近百年的历史。70 年代,澳大利亚国立大学用它建造了第一台现代实验导轨炮,使用的 HPG 是一台现有的 550MJ 的铁心机。虽然铁心机^[1]所用的激磁功率小,但机体的体积和重量较

大。由于 HPG 输出电压低和使用铁心的缺点,人们曾一度认为 HPG 作电磁炮电源是无前途的。后来(1983 年)出现了空心的 HPG,转子和定子系统不用铁磁材料,使磁路呈现高磁阻,但它比铁心 HPG 的优点多,因而空心 HPG 是电磁炮的一种可用电源。而 HPG 是一种低阻抗机,只能用于导轨炮。

空心 HPG 有三种类型,即串联绕法空心机、并联绕法空心机和普通绕法空心机(图 7-25)。前两种是自激式的,第三种是它(外)激式的。显然由 HPG 本身产生的电流作激磁绕组电流大为有益,目前在电磁炮的应用中,几乎均是自激空心 HPG。

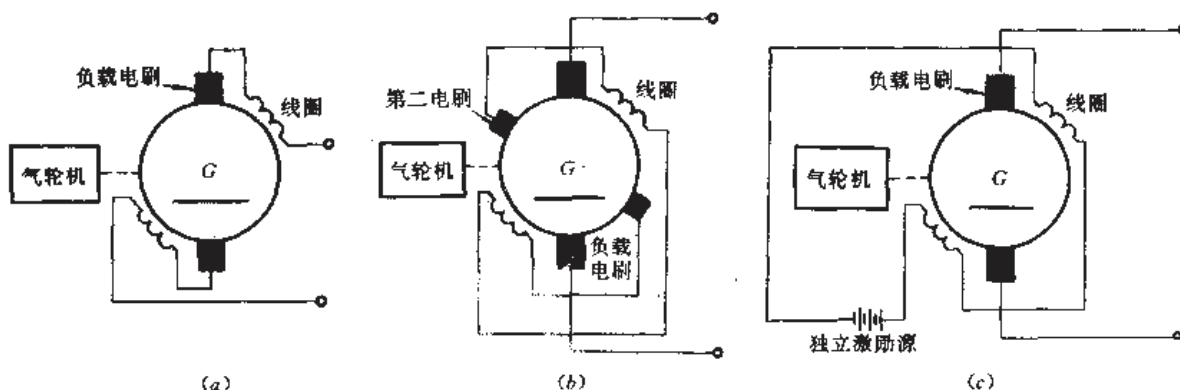


图 7-25 空心单极发电机原理

(a)串联绕法,(b)并联绕法,(c)普通绕法。

自激空心 HPG 能在一个装置中把惯性储能和电感储能结合成一体。目前使用的高速旋转飞轮,其轮缘的线速度近期目标是 1200m/s,远期目标是 1600m/s。把惯性储能飞轮连接到具有相应速度的小直径转子上(近期 300m/s,远期 400m/s)。储存在飞轮中的动能被 HPG 的转子转变成场激励线圈内的电感磁能。当激励线圈的磁能(电流)最大时,借助断路器将此电流转换给导轨炮负载^[3];或者使此电流流经串联的外部储能电感器(L_r - R_r),再由断路器转换输送给导轨炮导轨(L_r - R_r)和电枢(R_a),如图 7-26 所示。根据图 7-26 的电路模型,可将电路的微分方程 HPG 用等效电容表示,然后求解出电路电流,最后以此分析各参量对炮和 HPG 性能的影响(均略)。

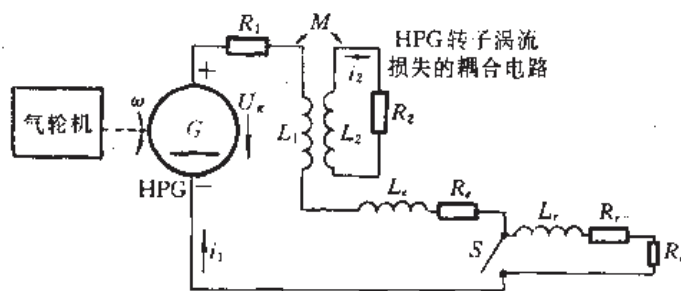


图 7-26 HPG 驱动导轨炮的电路模型

ω —透平轴转速; U_g —HPG 电压; R_1 —HPG 电阻; L_1 —场线圈电感;
 i_2 —涡流; L_2 —涡流电感; R_2 —涡流电阻; i_1 —负载电流。

为了减小空心 HPG 的重量和能量损失,场线圈应采用低温冷却方式或超导体材料。

HPG 的能量密度主要取决于电感器的储能密度,而不是由惯性储能密度决定。

HPG 常使用两个反向旋转的转子,以提高输出电压。平常输出电压很低,仅在 10^2V 量级。对于一个为实战目标($m=2.8\text{kg}$, $v_{\text{eff}}=2.5\text{km/s}$ 和每 20s 一发)而设计的空心 HPG,总储能约 60MJ,电流 2.5MA,电压仅 320V^[17],所使用的原动机是燃气透平机。

若系统以连续多脉冲方式工作,则可减小透平机的尺寸和功率。向导轨炮传输能量的步骤如下:首先开动透平机,以惯性储能方式把机械能储存在 HPG 的飞轮和转子中,然后通过发电再把此能量转变为电磁能储存在 HPG 的绕组电感器中。当发射开关断开时,磁能以电流形式传输到导轨炮的电枢。人们最近发现^[17],最大的弹丸速度是由电磁系统的电感、炮管长度和加速度所决定的。这意味着 HPG 存在一个有限的最佳的储能数量,即使超过此储能,弹丸速度也不会再增加。因此对导轨炮负载,并非 HPG 储能越多越好。

空心自激 HPG 的性能取决于储能、机器的几何结构、磁因素和串联的电阻。如果忽略能量损失,可以用它的电流公式表征,即

$$I(t) = I_0 \exp[(K_c \omega G_c - R_T)(t/L_T)] \quad (7-52)$$

式中 I_0 ——HPG 的初始(或“种子”)电流;

K_c ——HPG 的几何因子,对不同电机为不同常数;

G_c ——HPG 的磁通因子,常量;

R_T ——总充电电阻;

L_T ——总充电电感。

对于 $K_c \omega G_c > R_T$ 时,HPG 处于充电状态, I 值增加;反之为放电状态, I 减小。式(7-52),对于常速度 HPG 任意时刻 t 都成立,只要 I_0 是在 $(t-dt)$ 时间的初始电流。当输入功率和输出功率匹配($K_c \omega G_c = R_T$)时,存在一“稳定性”或稳态工作条件。由于实际存在 $I^2 R$ 损失,所以一旦达到峰值电流, $(K_c \omega G_c - R_T)$ 项必须很快转变为负值。这可用精心设计电路参数(初始的转子和定子能量以及峰值电流和机器常数)来达到。

依靠图 7-26 所示的开关能增大 R_T 和使驱动电流变为零。在放电以前使透平机脱离系统,利用固有的动能机械损失快速迫使 $(K_c \omega G_c - R_T) < 0$,则电流快速地指数衰减。而在常规的铁心机中,不可能出现这样的指数衰减。换句话说,在空心自激的 HPG 中,发电机是自稳定的。

7.7.2 电感储能器

电感器储能在电炮和其它脉冲功率技术领域有广泛的应用^[1]。电炮所需的能量,是用相对长的时间对电感器充电以磁场形式储存起来的,然后再通过一断路开关快速地把电流转换到负载(电炮)。在电容驱动导轨炮的系统,中间使用电感器还可控制电流上升速率。HPG-电感器组合电源驱动电炮的工作流程图如图 7-3 中的(五)所示。驱动用的透平原动机的能源可以是燃气,也可用核反应堆提供热能(详见 7.8 节)。

正如前述,HPG 产生的电压很低,但电流却很大,其补救和利用的方法就是用 HPG 对电感器充电储能。尽管电感器的储能密度比常规电容储能密度高 1~2 个数量级^[18],但是对于要求能量极多的电炮,电感器也免不了庞大和笨重,只有提高储能密度技术和减小能量损失(如用高温超导体)才有前途。电感储能密度取决于电感器的材料机械强度、允许温升和充电电路时间常数。表 7-2 给出的电感储能是在液氮冷却条件下提出的。

单级电感器作充电电源的负载,前面已介绍过^[1,18],这里仅讨论与 HPG 联合工作的、用于电磁炮的分级高效电感器^[19]。这种高效电感器之所以适合脉冲功率技术的应用,是由于它具有较高的 L/R (而不使用低温冷却导体),这就使得能用低阻抗的直流电源(蓄电池或 HPG)对其进行高效率充电。此外,这种电感器产生的磁通很少流漏在外部。分级电感储能器驱动导轨炮时,具有很高的平均加速度对峰值加速度比值。

为了评估分级储能电感器,必须知道分级系统的理想转换效率。分级电感器电路及其参量表示在图 7-27 中,其中 S 、 L 和 i 分别表示开关、电感和电流;下标 op 表示断路, s 表

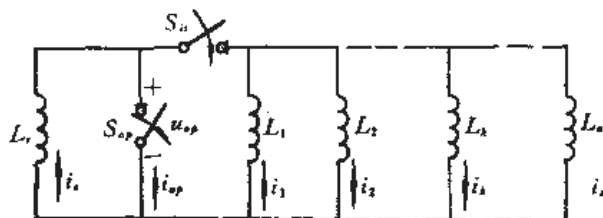


图 7-27

示储能, $1 \sim n$ 表示电感级数, n 是负载电感级标, k 是任意的一级。从转换时刻 t_c 开始对电路进行分析。初始条件是 $i_s = i_n = i_{opi}$ 。当断路开关 S_{op} 断开的同时, 隔离开关 S_s 闭合, 由基尔霍夫电压定律得断路开关上的电压

$$u_{op} = - \frac{d}{dt} (L_s i_s) = \frac{d}{dt} (L_1 i_1) = \dots = \frac{d}{dt} (L_n i_n) \quad (7-53)$$

对于在转换时间间隔内 L_k 为常量或变化极小的情况, 有

$$\frac{di_s}{dt} = - \frac{u_{op}}{L_s}; \quad \frac{di_k}{dt} = \frac{u_{op}}{L_k} \quad (7-54)$$

在公共结点上的电流之和

$$i_{op} = i_s - \sum_{k=1}^n i_k \quad (7-55)$$

对此式求导:

$$\begin{aligned} \frac{di_{op}}{dt} &= \frac{di_s}{dt} - \sum_{k=1}^n \frac{di_k}{dt} \\ &= -u_{op} \left(\frac{1}{L_s} + \sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} \right) = -u_{op} \sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} \end{aligned} \quad (7-56)$$

求解 u_{op} , 得

$$u_{op} = - \left(\frac{di_{op}}{dt} \right) \left(\sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} \right)^{-1} \quad (7-57)$$

对电流导数式(7-56)进行转换时间间隔($t_c \sim t_f$)的积分, 求得转换之后的电流, 即

$$\begin{aligned} \int_{t_c}^{t_f} \frac{di_{op}}{dt} dt &= i_{opf} - i_{opi} = 0 - i_{si} = -i_{si} \\ i_{sf} &= i_{si} - \int_{t_c}^{t_f} \frac{u_{op}}{L_s} dt = i_{si} - \int_{t_c}^{t_f} \frac{1}{L_s} \left(- \frac{di_{op}}{dt} \right) \left(\sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} \right)^{-1} dt \end{aligned} \quad (7-58)$$

$$\begin{aligned}
 &= i_{si} + \left(L_s \sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} \right)^{-1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{di_{st}}{dt} dt \\
 &= i_{si} \left[1 - \left(L_s \sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} \right)^{-1} \right]
 \end{aligned} \quad (7-59)$$

$$i_{st} = i_{si} + \int_{t_1}^{t_2} \frac{u_{st}}{L_k} dt = i_{si} + i_{si} \left[L_k \left(\sum_{k=1}^n \frac{1}{L_k} \right) \right]^{-1} \quad (7-60)$$

储存在多级电感器系统的能量一般表达式

$$W_m = \frac{1}{2} L_i i_i^2 + \frac{1}{2} L_1 i_1^2 + \dots + \frac{1}{2} L_n i_n^2 \quad (7-61)$$

把转换期间消耗的能量定义为 $W_i - W_f$, 则依据上述分析, 可以计算出 HPG 对分级电感器的充电效率达 66%^[19], 这比对单级电感充电时的效率 (46%) 高得多。因此, 这种分级电感是名符其实的高效率电感器, 而且由于导轨炮和线圈炮作为负载时是电感性的负载, 因此在 HPG 和电磁炮间使用多级高效电感是有利的。

7.8 特种脉冲磁流体发电机

7.8.1 RBR 脉冲磁流体发电机

一、旋转床核反应堆(RBR)

RBR 是旋转流化床裂变核反应堆的简称。RBR 是产生高电导率磁流体工质的热能源, 它能保障发电机较长时间地输出大电功率。之所以用核反应堆, 是因为核燃料是当今世界储能密度最高的能源燃料, 可将电炮的电源做得体积小和重量轻, 便于机动。图 7-28 是 RBR 的构造图。

RBR 输出高温工作流体的原理如下。RBR 是采用微粒状的核燃料, 典型的微粒直径是 $10^2 \mu\text{m}$ 量级。把核燃料装在旋转的多孔烧结物 (或圆筒) 内, 使常温气体通过烧结物进入堆心, 气体经过正在核反应的核燃料时被核能加热至高温。然后此高温气体由反应堆另一端的小喷嘴出口排出, 进入磁流体发电机的发电通道, 在两收集电极间产生电位差供电炮用。

图 7-28 的结构使用了液态氢作冷却剂 (工作时变成气体)。用马达驱动和旋转多孔烧结物。由于 RBR 使用了微粒状核燃料, 因此具有极大的热交换面积, 即 RBR 具有极高的功率密度, 体积小、重量轻。RBR 的体积大小直接由中

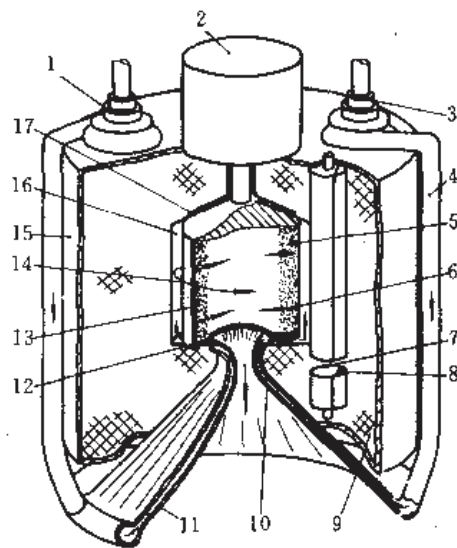


图 7-28 旋转床核裂变反应堆构造^[1]

1—涡轮泵 A; 2—驱动马达; 3—涡轮泵 B; 4—液态氢流; 5—旋转的多孔烧结物; 6—氢气流; 7—控制棒; 8—抑制剂截面 (部分); 9—铍反射层; 10—喷嘴出口; 11—再生冷却管; 12—后轴承; 13—燃料微粒; 14—旋转示意; 15—承压外壳; 16—推力轴承; 17—气体分布空间。

子泄漏情况和调节状态决定。RBR 是外慢化型反应堆,在裂变核燃料内产生的中子向外运动到外反射慢化体,然后经过慢化再反射回到堆心燃料区,在那里中子被俘获。如果使用适当的冷却剂压力和作用在旋转燃料床的有效引力,直径和高度各为 1m 的 RBR 可提供 10^{12}W 量级的脉冲电功率。除此以外,RBR 还具有异常高的冷却剂出口温度,极好的抗热冲击性能,约 1s 的极快启动和停止能力,几乎全部元件都处在低温下工作,能简单而精确地控制输出功率,以及所用冷却剂容易获得和根据需要而变化等优点。

由于 RBR 核燃料微粒和气体间的局部温差非常小(约 30K),即使冷却剂出口温度接近燃料微粒的熔点,也不会引起燃料坍塌和凝聚。使用耐熔的碳化物燃料(例如 UC-ZrC 混合物),可以工作在 3000K 以上。更高的出口温度,能导致更高的循环效率和重量轻的热交换器,这对磁流体发电和用作天基电源极为有利。

由于具有良好的抗热冲击性能和小微粒燃料具有短的热扩散时间(约 1ms),使得 RBR 能在极短的时间内启动和停止工作。实际上,RBR 的启动、停止时间响应取决于控制棒和阀门的动作时间。所说 RBR 控制简单和精确,是因为它的外慢化特性产生相对长寿命的中子,并且燃料区附近的慢化体吸收中子的效率极高,这就允许简单转动控制圆棒来调节反应能力。控制圆棒的一侧是减速剂,另一侧有中子吸收剂,仅小角度地调节控制棒便可精确地控制反应速度,能在几毫秒内引起大的反应速度,也能在几毫秒内快速停堆。

在一般的脉冲或连续工作时,可不用氢冷却,而采用惰性的氦、氛等便可。此外,用氦作工作流体,是因为氦的音速高,能使磁流体发电通道最短。

对于长时间产生功率的情况,应当采用闭环方式工作,因为此时裂变产物较多。对于短时间产生脉冲功率的情况,放出的裂变产物较少,可以开环进行冷却。在使用空气作冷却剂时,应当采用耐熔的氧化物核燃料(例如 ZrO 涂覆的 UO_2)微粒。

旋转流化床的多孔烧结物^[1]放在一个加筋的支承上,用马达带动“V”形皮带轮驱动它旋转。冷却气体以 $10^2\text{m}^3/\text{min}$ 的速率通过烧结物。气体通过固定床和流化床的压力降是气体速率、旋转速率和微粒尺寸的函数。

从使用 ^{233}U 和 ^{235}U 核燃料的三种方案(表 7-5)中,可以看出 ^{233}U 燃料明显地比 ^{235}U 好。

表 7-5 例证性 RBR 方案^[1]

RBR 参量		^{233}U 核燃料		^{235}U 核燃料方案
		A 方案	B 方案	
床内径(cm)		24	50	63.5
床高度(cm)		44	56	63.5
燃料床厚度(cm)		10	7.5	10.2
反射层厚度	径向(cm)	16	30	30
	轴向(cm)	25	30	30
喷嘴出口直径(cm)		11	18	18
RBR 总高度(cm)		94	116	123.5
RBR 总直径(cm)		76	125	143.9

RBR 参量	^{235}U 核燃料		^{236}U 核燃料方案
	A 方案	B 方案	
燃料临界质量(kg)	140	148	156
床空隙度(%)	50	70	60
铀(U)浓缩度(%)	100	75	9.5
腔室内压力(MPa)	5.17	7.76	7.76
氢气流速率(kg/s)	7	20	20
3000K 时热功率(MW)	350	1000	1000
含泵和压力容器时堆重(kg)	2500	3300	4750

二、电功率转换

在 RBR 喷嘴出口喷出的被核反应所加热的冷却剂等离子体,具有很高的温度($\approx 3000\text{K}$)和喷射速度,因此 RBR 可直接充当火箭发动机,也可用它驱动透平机。但在这里,是把这些高温等离子体引入磁流体发电机的发电通道,以此产生电脉冲,供电炮使用(图 7-29)。产生的电脉冲宽度可调,能达到毫秒量级,功率可达吉瓦量级。由上述可见,用磁流体发电产生电脉冲功率不需要中间的功率调节设备和大功率的转换开关。

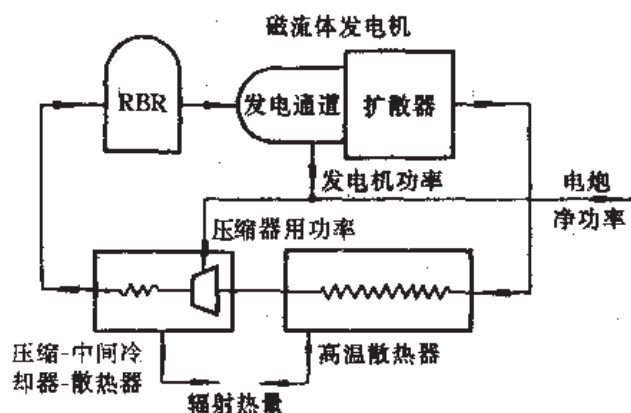


图 7-29 闭环 RBR 磁流体发电机电功率转换

RBR 磁流体脉冲发电机若工作在天基时,常以开(循)环方式工作,有时也用闭环方式工作;在陆基工作时,常以闭环方式运行。在连续工作或以长脉冲工作时,穿过发电通道的气体流速等于通过反应堆的流速;在短脉冲工作中,要先把来自反应堆的热气储存在反应堆和发电通道间的一个储存室中,然后利用其压力以极短的时间爆发式地通过发电通道,以便产生更高功率的短脉冲。这可以借助阀门或调制通道气流的电导率来实现。调制电导率的方法是:用提高“种子”^[1]的浓度制动发电通道的气流,即增加种子的注入速率,从而在通道前面累积气体和增加压力,然后再把种子的注入速率突然减小,使气体能快速通过通道,获得短的电脉冲。

RBR 脉冲磁流体发电机,利用 1m^3 的体积的 RBR 就能产生若干吉瓦的电功率,脉冲

宽度可调制到毫秒量级,特别适合用于低阻抗的电炮。借助某些功率调节系统,也可用作高阻抗电炮的电源。用 RBR 作热源时,应特别注意放射性物质的泄漏。

7.8.2 磁流体电容器

在一些脉冲磁流体发电机中,存在一些对性能的不良影响因素:一是工作流体处于气体状态时其导电性能不充分;二是使用液态金属作工作流体时,其速度低,因而输出电压低且脉宽长;三是发电机的热辐射损失较严重;四是在发电通道内存在一个扰动的边界层,使向电极输送的电荷(流)的性能变坏;此外,还存在影响电极寿命的电弧。为了克服这些缺点,人们又研制了脉冲磁流体电容器。

所谓脉冲磁流体电容器,是一种导电流体旋转的脉冲磁流体发电机^[6]。它的结构形状实际上是一个药盒,磁流体工质在盒内旋转运动,如图 7-30 所示。若负载是电磁炮时,这些药盒可沿炮管长度分布。磁流体电容器由两个同轴的圆筒形电极和两个上下平行的绝缘壁组成,两绝缘壁组成药盒的上下盖,并将两电极同轴地隔开。炸药装在外电极的切向孔内,引爆后爆炸产物快速旋转运动。炸药是以化学形式储存能量并直接转变为动能的,而爆炸产物构成了磁流体电容器的工作流体。



图 7-30 磁流体电容器结构和原理

(a)说明原理的正视图(削去四分之一);(b)带装药的俯视图。

1—上绝缘壁;2—外电极;3—内电极;4—下绝缘壁;5—等离子体旋转方向;

6—炸药装药;7—气体爆炸产物;8—高速高电导率产物。

在两电极上产生的开路电压,通过导线和开关 S 的闭合引到负载(电磁炮)和与药盒同轴的激磁线圈(图中未画)上,以满足这种发电机的自激工作方式要求。

一旦磁流体电容放电完毕,就可将药盒从支承上扔掉,换上新的待用。磁流体电容器不存在环境污染问题,因为爆炸产物被约束在盒内。磁流体电容器将磁通压缩发生器和磁流体发电机两者的优点结合在一起。此外,它的优点还有:不用担心爆炸产物会损坏武器系统的传感器;储能元件对脉冲形状有很好的适应性;激磁线圈在每次发射后不损坏,仅配置药盒便可重复工作,这样既轻便又经济;由于每次射击重新配置药盒,因此就不存在常规磁流体发电机的电极烧蚀和排热问题。

磁流体电容器是以运动形式储能,每千克质量的动能 $W_{k1} = 0.5v_e^2$,其中 v_e 是爆炸产物的速度。由于 v_e 可达每秒数千米,所以能量密度比用固态导体的那些发电机高出几个数量级。一旦工作流体切割磁感应强度 B 运动,动能便转变为可利用的电能。等效介电系数 ϵ_{eq} 可用每单位面积动能和电能相等($0.5\rho_e v_e^2 = 0.5\epsilon_{eq} E^2$)的方法推导出,其中 ρ_e 是工作流体

密度, E 是电场强度。由于气态质量密度远小于固态的, 因此磁流体电容器的等效电容比固态导体能达到的电容小得多, 但保持的能量密度却超过一般电容和电感的储能密度若干个数量级。较小电容值的优点是放电特征时间常数小, 因而能获得短的持续时间脉冲, 达到更高的功率, 因此供电系统不用脉冲压缩(或功率调节)级, 并且在某些情况下可省去如图 7-30 中所示的 S 开关。

另外, 等效介电系数 ϵ_{eq} 是 ρ_e 和 B 的函数。由于 ρ_e 和 B 有较宽的选择范围, 因此脉冲宽度有较大的调节范围。通过调节 B 随时间变化, 还能改变输出脉冲的形状。

尽管从工作流体中提取焓的百分比被某些因素所限制, 但磁流体电容器仍具有结构简单, 部件少, 工作可靠, 且总效率大大超过普通脉冲功率设备等优点。它的不足之处是, 工作流体处在 10^3K 量级温度和 10^2MPa 量级压力下工作。但这样的温度和压力正处在如图 7-31 中画有交叉线的区域, 此区域的等离子体表现出强烈的耦合状态, 而在等离子体强耦合状态的工作流体有如下优点: 一是电导率接近金属导体的电导率, 而且能保持高速度和气体的可压缩性; 二是比常规工作流体有更大的功率密度, 对于给定的输出功率, 药盒尺寸可减小; 三是边界围成的发电通道面积小, 可减少核心区等离子体破坏性冲击形成的可能性; 四是且不需要分段电极和复杂的功率增强电路, 因为此时霍耳效应可忽略不计; 五是由于内摩擦, 气体工质具有非常高的粘滞性, 可在边界层呈现出湍流, 这有利于促成电流到电极的传输; 六是强耦合还能避免电弧收缩, 从而使放电扩散保持在所需的高电流密度; 七是因为此时工作流体具有光学厚度, 因此辐射损失极小。简言之, 以等离子体强耦合状态工作的新型磁流体电容发电机不仅能使尺寸减小, 而且也可避免有害因素对输出性能的不良影响。

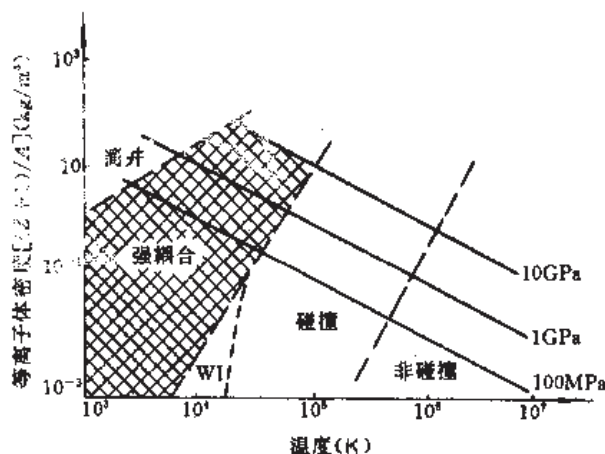


图 7-31 等离子体状态和压力作为密度和温度的函数

Z —原子价, A —原子量, $W1$ —弱电离区。

药盒内的爆炸产物速度可以调节, 即从普通磁流体发电机的流体速度到炸药的爆炸速度。这样高的线速度将导致功率密度有两个量级的增长跨度。

假设爆炸产物在药盒内旋转而无剪切力, 即像一个刚体那样, 并令药盒高度为 h , 内外电极半径分别为 r_i 和 r_o , m_e 为炸药质量, ω 为角速度, 则炸药产物以运动形式储存的能量

$$W_s = \frac{1}{4} m_s \omega^2 (r_0^2 + r_i^2) \quad (7-62)$$

若令药盒体积为 V_0 , 则开路输出电压

$$U_0 = \int_{r_i}^{r_0} \omega r B dr = \frac{B\omega}{2} (r_0^2 - r_i^2) = \frac{B\omega}{2} \left(\frac{V_0}{\pi h} \right) \quad (7-63)$$

磁流体电容发电机可表示成等效电容 C_{eq} 与内阻 R_i 串联, 把它接到外部电阻负载 R_L 上时, 即成为 C_{eq} - R_i - R_L 串联电路。若爆炸产物的电导率为 σ_s , 则电阻

$$R_i = \frac{1}{\sigma_s} \int_{r_i}^{r_0} (2\pi h r)^{-1} dr = \frac{\ln(r_0/r_i)}{2\pi\sigma_s h} \quad (7-64)$$

在磁场中, 以速度 v_s 运动的工作流体的单位体积内的电功率

$$\begin{aligned} P_{e1} &= J \cdot E = \sigma_s (v_s B - E) E = \sigma_s \frac{R_i R_L v_s^2 B^2}{(R_i + R_L)^2} \\ &= \sigma_s \frac{R_i R_L \omega^2 \tau^2}{(R_i + R_L)^2} \end{aligned} \quad (7-65)$$

对 R - C 等效电路分析, 可导出一个指数衰减的角速度, 即

$$\omega = \omega_0 (1 - e^{-t/\tau}) \quad (7-66)$$

式中 ω_0 ——爆炸产物开始的最大角速度;

τ ——时间常数, $\tau = (R_i + R_L) C_{eq}$ 。

当负载为电感时, 电路变为 C_{eq} - R - L_L 串联电路, 此时电流将以频率变化, 其频率取决于 C_{eq} 和负载电感 L_L 值 (还有电路引线电感)。

为了评价磁流体电容器作为战术导轨炮电源的可行性, 现以 120mm 反坦克炮 (炮口动能近似 9.5MJ) 为参考基准, 采用四个药盒堆积作电源, 相邻药盒的磁流体反向流动, 各盒串联起来为炮馈电。与反坦克炮一样, 取储能的 60% 给弹丸。经计算指出: 每个药盒提供 4.03MJ, 体积为 0.0057m³, 爆炸产物的线速度 $v_s = 3.7$ km/s (特型装药可达 $v_s \approx 10$ km/s); 在 $B = 5$ T 时, 每个药盒的输出电压为 1754V; 炸药爆炸产物的 $\sigma_s = 5 \times 10^4$ S/m, $R_i = 10^{-4}$ Ω, 则匹配的电阻负载功率可达 1.2×10^{10} W; $C_{eq} = 2.6$ F; $\tau = 5.2 \times 10^{-4}$ s, 因此可直接向负载放电而不用中间的脉冲压缩环节; 药盒内的最大压力相当于 120mm 反坦克炮的膛压 (约 550MPa), 因此药盒上下绝缘壁应使用凯夫拉或石墨环氧树脂增强的材料。此时每个药盒 (含工作流体) 重约 40kg, 总重在 200kg 以内。储能密度可达 67kJ/kg 之高。磁流体电容器可以串联或并联使用, 可作为各类电炮的理想电源。

参 考 文 献

- 1 王莹. 高功率脉冲电源. 北京: 原子能出版社, 1991
- 2 Weldon W F and Woodson H H. Pulsed Power Requirements for EM Launchers. AD-A 163080, 1983.
- 3 Gully J H. Power Supply Technology for Electric Gun. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 329~334
- 4 Leung T T. Concept of a Modified Flywheel for Magajoul Storage and Pulse Conditioning. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 403~408
- 5 Delaney J R, Lippers J R and Herald W L. Air Force Armament Laboratory (AFATL) Battery Power Supply (BPS) Operations and Maintenance. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1), 394~398
- 6 王莹. 战术电磁导轨炮用电源初探. 军械工程学院学报, 1991, 3(1), 58~65

- 7 Ho Lun Lee, Bullard G L, Mason G E, et al. Improved Pulse Power Sources with High-Energy Density Capacitor. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1989, 25(1): 324~330
- 8 姚文凯, 王莹. 补偿式脉冲交流发电机. *电工技术*, 1991, (4): 1~4
- 9 Putley D, McLachlan R C and Hughes D A. Design Considerations for Compulsator Driven Railguns. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1989, 25(1): 474~479
- 10 Pratap S B, Hsieh K T, Driga M D, et al. Advanced Compulsators for Railguns. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1989, 25(1): 454~459
- 11 Driga M D, Pratap S B and Weldon W F. Advanced Compulsator Design. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1991, 27(1): 142~146
- 12 Driga M D and Weldon W F. Induction Launcher Design Considerations. *IEEE Transactions on Magnetics* 1989, 25(1): 153~158
- 13 王莹. 磁通压缩发生器. *电工电能新技术*, 1987, (1): 14~22
- 14 Driga M D and Fair H D. Advanced Concepts for Electromagnetic Launcher Power Supplies Incorporating Magnetic Flux Compression. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1991, 27(1): 350~355
- 15 Mongeau P, Gunsallus C, Rezza P, et al. High Performance Disk Alternators. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1989, 25(1): 376~380
- 16 Mongeau P P. Iron-Free Rotary Disk Electrical Machine. United States Patent, Patent Number: 4691133, 1987
- 17 Ohst D and Pavlik D. Series Wound Air Core Homopolar Generator; SWAC for Tactical Armor Applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1989, 25(1): 387~391
- 18 王莹. 电感储能和爆炸导体转换大功率毫微秒脉冲发生器. *电工电能新技术*, 1985, (1): 21~26
- 19 Zowarka R C, Kajs J P, Pratap S B, et al. A New Approach to High Efficiency Inductive Store. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1991, 27(1): 384~389
- 20 王莹, 姚文凯. 脉冲磁流体发电机. *电工电能新技术*, 1990, (2): 25~31

第八章 电 枢

8.1 电枢的一般分析

8.1.1 概述

电枢是电磁炮的关键部件之一,它将电磁能转换为弹丸的动能。显然,电磁炮性能之优劣在很大程度上取决于电枢设计。

一、对电枢的要求

电枢的改进和发展,历来和电磁炮的发展息息相关。例如,澳大利亚国立大学的研究人员将导轨炮上的固体电枢改为等离子体电枢后,使弹丸的速度提高到 5.9km/s ,有力地推动了电磁炮研究工作的进展。

前已指出,电磁炮的工作原理和直线电动机相仿。电磁炮“电枢”的名称来源于直线电动机。它的作用是将电磁能转换为动能,推动弹丸达到超高速。如前所述,经典的重接炮藉金属弹丸电磁感应承受推力,因而弹丸与电枢合为一体。而电热炮不是以电磁力推动的,所以不需要电枢。线圈炮的电枢或是一个金属环,或是一个绕组线圈,其结构和原理已为人们所熟悉。因此,本章着重论述导轨炮电枢。

超高速导轨炮电枢的工作条件是极其严酷的:它必须能传导 10^6A 量级的电流;能承受几百兆帕的压力;能耐几万度的高温。电枢的设计应该考虑以下几方面的需要:一是能否达到预期速度;二是能否有较高的效率;三是能否做到对炮膛烧蚀最小;四是能否和发射系统、弹丸协调一致。

二、电枢类型选择

图 8-1 表示了导轨炮常用电枢类型。图中没有画出的过渡电枢,它是从低速时的固体电枢过渡到高速时的等离子体电枢。

对导轨炮的实验和研究,首先集中在固体电枢方面。早期的固体电枢设计方案为金属片叠成或金属丝束捆成,其断面常呈 V 形或 U 形,以便产生一个与导轨表面垂直的洛伦兹力分量,迫使电枢边缘和导轨有良好的电接触。后来的设计方案,在结构上、材料上均有改进。

等离子体电枢,实际上是载有强电流的高温、高压电弧装置(典型的电弧长度为几厘米)。电枢可以在导轨炮中直接产生,例如,将铜或铝箔置于弹丸之后,藉工作电流由电爆

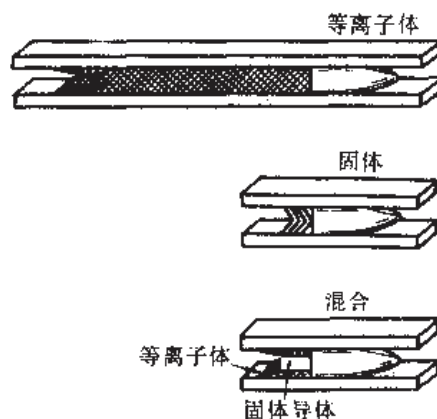


图 8-1 常用电枢类型

炸产生等离子体的电枢；也可以用等离子体枪从外界注入等离子体形成电枢。

混合电枢和过渡电枢是上述两种方案的改进型，近年来颇受人们重视。混合电枢由固态导体以及跨接在该导体和导轨之间的等离子体电刷组成。因此，它既克服了固体电枢与导轨接触滑行的速度限制，又在很大程度上保持了固体电枢的优点。表 8-1 为各种电枢性能比较。

表 8-1 电枢性能比较

电枢类型	优 点	缺 点
固体电枢	电阻小，电枢压降低； 设计简单； 无烧蚀阻力	固体和固体的接触，限制速度至 3km/s； 寄生质量引起电枢效率降低； 其结构可能限制加速度
等离子体电枢	寄生质量很小； 在高速时，也有良好的电接触； 不需要考虑电枢结构的牢靠性	高电阻，电枢压降大； 易产生烧蚀阻力； 等离子体不稳定性可能影响其性能； 一般要求前置注入速度； 易产生二次电弧和泄漏
混合电枢	可扩大固体电枢工作范围到 10km/s	等离子体界面特性及它对性能的影响不清楚； 寄生质量较大； 其结构也可能限制加速度
过渡电枢	尽量减小了对接近炮尾的后膛的等离子体危害； 不要求前置注入速度； 可能提供比等离子体电枢高的效率	寄生质量比等离子体电枢大； 实验数据尚少； 转变过程的机理不很清楚

弹丸在接近炮尾的后膛刚开始加速时，速度低，运动时间长，若采用等离子体电枢，则对炮膛产生严重烧蚀。如果采用过渡电枢，在低速时呈固体电枢态，焦耳热损失小；到高速时，由于持续的焦耳热作用，结果固体电枢变为等离子体电枢。因此可以说，过渡电枢具有固体电枢、等离子体电枢两者的优点，而避免了它们的弱点。

上述各种电枢，各有所长，分别适用特定的场合。

8.1.2 电枢的效率分析

一、效率分析模型

各种电枢的通用模型，如图 8-2 所示。图中，当 $2\delta=0$ 时，为固体电枢；当 $2\delta=s$ 时，为等离子体电枢。

分析是在恒电流、方口径的简单导轨炮上进行的。根据有关物理定律，电枢效率

$$\eta_a = \frac{\text{def}}{2 \int_0^t (I_a U_a + \frac{1}{2} L_r I_r^2 v_r) dt} m_r (v_r^2 - v_{r0}^2) \quad (8-1)$$

力的平衡方程为

$$(m_{sa} + m_{pa} + m_r) \frac{dv_r}{dt} + v_r \frac{dm_{pa}}{dt} = \frac{1}{2} L_r I_r^2 - F_D \quad (8-2)$$

式中 m_{sa} ——电枢的固态部分质量；

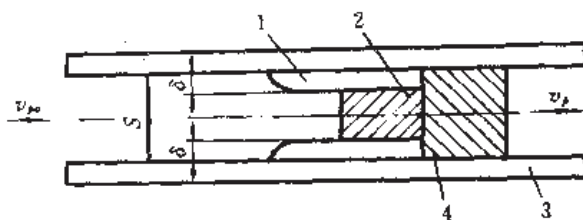


图 8-2 电枢及参数

1—等离子体； 2—固体导体； 3—导轨； 4—弹丸。

m_p ——电枢的等离子体部分质量；

F_D ——阻力。

等离子体和炮膛的作用机理十分复杂。由于产生高速运动和烧蚀等，电枢的等离子体部分质量 m_p 是变化的。在等离子体运动中，不仅存在着摩擦阻力，而且还有烧蚀阻力和粘滞阻力。对于固体电枢，情况相对简单些， $m_p = 0$ ， $\frac{dm_p}{dt} = 0$ ， F_D 也有较成熟的模型。

对等离子体电枢和混合电枢，当忽略空气阻力时

$$F_D = \frac{2\mu_f m_p v_p^2}{s} \left(\frac{1 + 2\delta/s}{4\delta/s} \right) \quad (8-3)$$

式中， μ_f 是表面摩擦系数。

为了计算式(8-2)中烧蚀阻力项，假定电枢中焦耳热和摩擦所产生的热从电枢所有表面均匀地向弹丸和炮尾辐射，而不参与烧蚀和传导过程。根据帕克等^[1]所提出的模型，等离子体的质量变化率

$$\frac{dm_p}{dt} = f_R \epsilon_R \beta_R \Phi_R^0 + f_D \epsilon_D \beta_D \Phi_D^0 \quad (8-4)$$

式中 ϵ_R, ϵ_D ——导轨和介质的烧蚀系数；

β_R, β_D ——考虑烧蚀入射到导轨和介质的能量而引入的系数；

f_R, f_D ——由于导轨和介质的烧蚀质量溅入等离子体电枢引入的系数。

导轨的热流量 Φ_R^0 ，介质的热流量 Φ_D^0 由下式给出

$$\Phi_R^0 = \Phi_D^0 = \frac{I_a U_a + v_p F_D}{2 + (s/l_a)} \quad (8-5)$$

电枢压降 U_a 的表达式

$$U_a = U_{cl} + U'_b s^2 \quad (8-6)$$

式中 U_{cl} ——两个电极的接触电压；

U'_b ——电枢体压降梯度。

根据以往的实验资料^[2]， $U_{cl} = 100V$ ， $\alpha = 0.658$ ， $U'_b = 1138V/(m^2)$ 。应该指出，经验模型(8-6)有不同形式。

为了求解式(8-2)，从而计算效率，须知道质量 m_p 、 m_{sa} 。根据各种实验数据和经验模型^[2]，可以确定

$$m_p = 2\bar{\rho}_p \delta l_p s \quad (8-7)$$

式中 $\bar{\rho}_p$ ——等离子体部分的平均密度， $\bar{\rho}_p \propto j^2$ ；

l_{pe} ——等离子体电枢的长度。

在加速过程中,间隙 δ 是变化的,按照经验等离子体的初始质量 $m_{pi}=0.05m_p$,而

$$m_{se} = m_{sei} \frac{1 - 2\delta}{1 - 2\delta_i} \quad (8-8)$$

式中 m_{sei} ——电枢固体部分初始质量;

δ_i ——间隙 δ 的初始值。

由于烧蚀作用,电枢的固体部分质量 m_{se} 随着 δ 的变化而变化。初始间隙 δ_i 可以给定,初始质量 m_{sei} 可根据材料的热参数等给定。

间隙 δ 的变化率写成

$$\frac{d\delta}{dt} = \left(\frac{I_a U_a + v_p F_B}{2} \right) \frac{\beta_{se} \varepsilon_{se}}{2\rho_{se}(l_{pe}s + \delta s + \delta l_{pe})} \quad (8-9)$$

式中 ρ_{se} ——电枢的固体部分密度;

β_{se} ——电枢的固体部分热流量系数;

ε_{se} ——电枢的固体部分烧蚀系数。

从式(8-2)中可求得弹丸的速度 v_p ,并进一步算出效率。由表 8-2 选择一组特定参数进行计算,其结果如图 8-3 所示。

表 8-2 计算电枢效率所选取的参数

符 号	等离子体电枢	混合电枢	过渡电枢	
			固体	等离子体
m_p (g)	2.5	2.5	2.5	2.5
L'_p ($\mu\text{H}/\text{m}$)	0.5	0.5	0.5	0.5
I_a (MA)	0.3	0.3	0.3	0.3
s (cm)	1	1	1	1
U_a (V)	155	$f(t)$	10	155
μ_f	0.002	0.002	0	0.002
ε_R (kg/J)	4.7×10^{-8}	4.7×10^{-8}		4.7×10^{-8}
ε_D (kg/J)	4×10^{-9}	4×10^{-9}		4×10^{-9}
ε_{se} (kg/J)		1.3×10^{-8}		
m_{pi} (kg)	1×10^{-4}	1×10^{-4}	0	1×10^{-4}
m_{se} (kg)	0	$f(t)$	1.6×10^{-3}	0
δ/s		0.1		
mW_i (g/mol)	27.0			27.0
mW_R (g/mol)	63.5			63.5
mW_D (g/mol)	4.67			4.67

二、计算结果

图 8-3 中所绘曲线,考虑了各种因素影响。曲线 1 为只有寄生质量影响;曲线 2 增加了电枢电阻影响;曲线 3 又增加了摩擦的影响;曲线 4 为进一步加上焦耳热烧蚀影响(等离子体电枢)或焦耳热导致间隙变化影响(混合电枢);曲线 5 还加上了摩擦热烧蚀影响

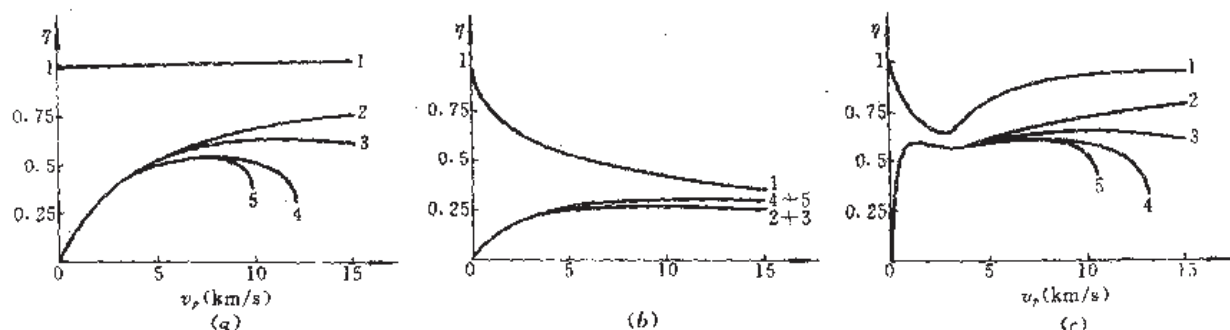


图 8-3 电枢效率与弹丸速度曲线

(a) 等离子体电枢; (b) 混合电枢; (c) 过渡电枢。

(等离子体电枢)或摩擦热导致的间隙变化影响(混合电枢)。

对于等离子体电枢, 曲线 1 中电枢质量很小, 对效率影响甚微; 曲线 2 中, 由于加上了电枢电阻影响, 效率明显降低, 特别是在低速时; 曲线 3 中, 由于摩擦力与速度平方成比例, 它的影响典型地表现在高速时; 曲线 4, 由于焦耳热烧蚀影响的结果, 不仅导致了效率的重大损失, 而且使速度最大为 12km/s; 曲线 5 由于受来自导轨、介质的摩擦热引起的烧蚀影响, 使速度最大仅为 10km/s。

对于混合电枢, 由于与固体导体相联系的寄生质量随速度而增大, 因而使效率迅速下降。曲线 4 和 5 相对于曲线 2 和 3 来说, 效率得到提高, 这是因为模型假设固体电枢的烧蚀质量并不溅入间隙而增加阻力所致, 然而固体电枢质量的减小却使效率稍有增加。令人感兴趣的是, 虽然混合电枢效率较等离子体低, 但却没有极限速度的限制。

对于过渡电枢, 过渡发生在 3km/s 处。过渡以前, 效率呈现固体电枢特征; 过渡以后, 效率变化呈现等离子体电枢特征, 但最大速度有所提高。

电磁炮追求的根本目标之一是高速度。计算表明: 当弹丸质量加大(如 $m_p = 2\text{kg}$), 炮膛口径加大时(如 $s = 100\text{mm}$), 效率有提高; 随着电流密度的增加, 最大速度也随之提高。

8.1.3 模型的改进

模型设计时, 应考虑可能出现的情况, 各种效应互相之间的联系, 要求模型参数可靠, 并能灵活选择。辛克(Sink)等^[37]认为上述模型尚存在一些问题, 对模型提出了改进。据报道, 他们用 5 种不同结构尺寸的导轨炮, 每种炮试验 10 次以上。对不同类型的电枢, 试验所用电流大于 1MA, 炮膛口径 6~50mm, 速度 0.2~6km/s, 计算结果与实验数据能较好地符合。

此外, 在特高速碰撞产生核聚变的情况下, 利博夫(Liboff)等提出一种考虑相对论修正的模型^[4]。从相对论观点看, 当物体运动速度很高时, 应进行某些修正。假设弹丸的静止质量为常数, 运动是一维的, 在弹丸的静止坐标系中欧姆定律成立。建立的坐标系见图 8-4, 图中弹丸相对静止坐标系不动, 而静止坐标系相对于实验室坐标系以速度 v 运动。

在弹丸所在的静止坐标系里, 欧姆定律可表示为:

$$J' = \sigma E' \quad (8-10)$$

转换为实验室坐标得

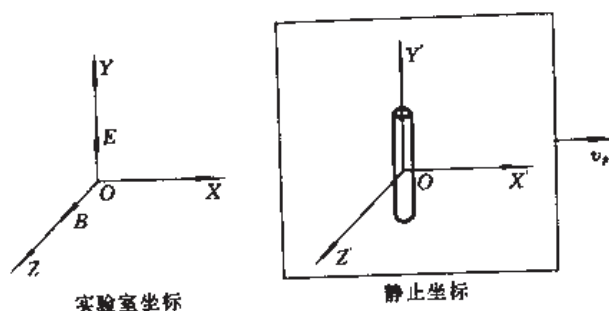


图 8-4 实验室坐标系和弹丸所在的静止坐标系

$$\begin{cases} \gamma(J_x - c\beta\rho_c) = \sigma E_x \\ J_y = \sigma\gamma(E_y - \beta B_z) \\ J_z = \sigma\gamma(E_z - \beta B_y) \end{cases} \quad (8-11)$$

式中 β ——速度比值, $\beta = \frac{v_x}{c}$;

c ——光速;

ρ_c ——电荷密度;

γ ——相对论因子, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ 。

在实验室坐标系里,又有

$$\begin{cases} \mathbf{E} = E\hat{\mathbf{Y}} \\ \mathbf{B} = B\hat{\mathbf{Z}} \end{cases} \quad (8-12)$$

$\hat{\mathbf{Y}}$ 和 $\hat{\mathbf{Z}}$ 为坐标单位矢量。将上式代入式(8-11)得

$$\mathbf{J} = \sigma\gamma(E - \beta B)\hat{\mathbf{Y}} \quad (8-13)$$

当以 \mathbf{v}_e 表示微观电子速度时,又有

$$\mathbf{J} = en_e\mathbf{v}_e \quad (8-14a)$$

式中 e ——电子电荷;

n_e ——电子的粒子数密度。

建立 n_e 和静止坐标系电子的粒子数密度 n'_e 的关系

$$n_e = \gamma n'_e \quad (8-14b)$$

可以导得

$$\mathbf{v}_e = \frac{\sigma}{en'_e}(E - \beta B)\hat{\mathbf{Y}} \quad (8-15)$$

弹丸的动量 $\mathbf{P} = m_e\gamma\mathbf{v}_e$ 。洛伦兹力对电子作用的结果,相当于把电子沿 $\hat{\mathbf{Y}}$ 方向运动的动量转换为弹丸的动量,于是

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_e v_e) = \frac{l_1 I}{c} \left(1 - \frac{v_z}{v_{ri}}\right) B \quad (8-16)$$

并有

$$l_1 I = N_e e \lambda E = \frac{N'_e}{n'_e} \sigma E \quad (8-17)$$

$$v_{ri} = \frac{cE}{B} \quad (8-18)$$

式中 l_i ——图 8-4 中电流柱长度;

N_e ——电流柱载流粒子总数。

引入无量纲时间 $\xi = l_i B t / (m_e c^2)$, 对式(8-16)积分得

$$\xi_p - \xi_{p0} = \frac{1}{c} \int_{v_{p0}}^{v_p} \frac{du}{\left[1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2\right]^{3/2} \left(1 - \frac{u}{v_{r1}}\right)} \quad (8-19)$$

式(8-19)中 $\xi_p \rightarrow \infty$ 意味着弹丸加速到极限速度 v_{\max} , 对应着速度 $v_p \rightarrow c$ 或 $v_p \rightarrow v_{r1}$, 而 $v_{r1} = \frac{cE}{B}$ 。根据相对论, 物体运动的群速度不能超过光速 c , 得出最大速度

$$\begin{cases} v_{\max} = c & (E > B) \\ v_{\max} = v_{r1} = \frac{cE}{B} & (E < B) \end{cases} \quad (8-20)$$

容易证明, 随着 ξ 的增大, v_p 是单调上升的, 如图 8-5 所示。

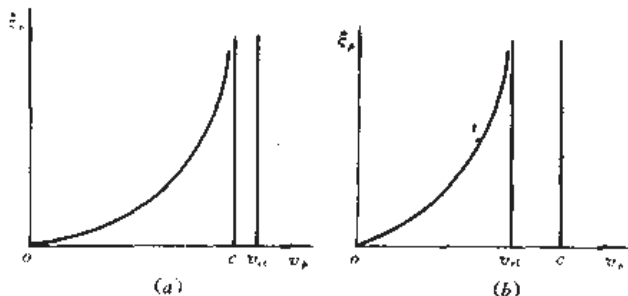


图 8-5 无量纲时间对弹丸的速度曲线

(a) $E > B$ (渐近线速度 c); (b) $E < B$ (渐近线速度 v_{r1})。

8.2 固体电枢

固体电枢是一种最简单、最基本的电枢, 早期的导轨炮实验均采用这种电枢。由于此类电枢的固有缺点, 它曾一度受到冷落。近年考虑到固体电枢虽然受到 3km/s 的速度限制, 但由于它所具有的特点, 使它在战术电磁炮上有广泛的应用前景, 因而又重新受到人们的重视。

8.2.1 固体电枢的结构

一、典型结构

固体电枢多用金属材料制成, 其设计目标是在导轨和电枢间保持最小的接触压力条件下, 获取最佳的电接触性能, 防止产生电弧。它的典型结构如图 8-6 所示。

要保持导轨和固体电枢的良好接触, 两者间必须有足够的接触压力。此压力来自于机械力、电磁力、惯性力或它们的组合。图 8-6 中结构(a)是一种最简单的结构, 其质心位于弹丸的加速度方向上, 惯性力无影响, 接触压力由电磁力和机械预压力产生。电磁力可由计算而得, 使其达到预定值。在这种结构中, 调节电枢与炮膛的尺寸配合和改变接触磨损都较易实现。

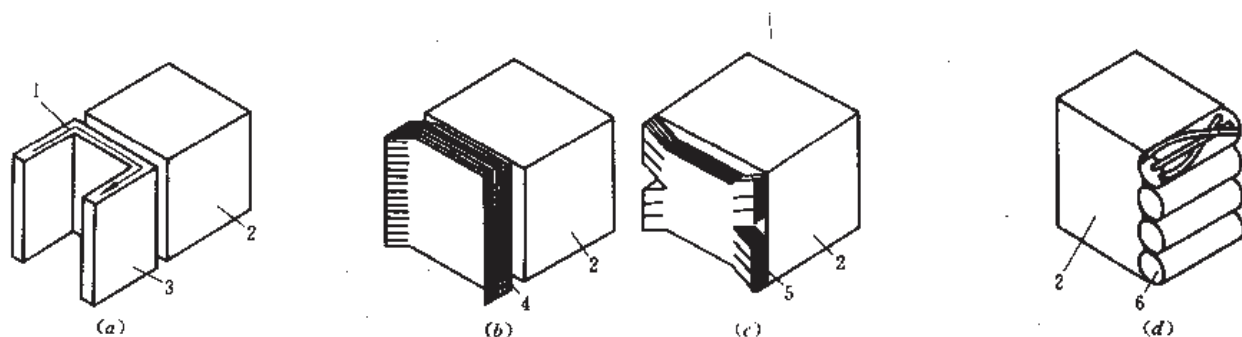


图 8-6 固体电枢的典型结构

(a)金属 U 形; (b)层状 V 形; (c)横截面 V 形; (d)纤维束。

1—电枢电流; 2—弹丸; 3—金属电枢; 4—层状 V 形电枢; 5—横截面 V 形电枢; 6—纤维束。

结构(b)最早为澳大利亚国立大学所采用,有较成熟的制造和使用经验,至今仍为许多实验室所使用。电枢分层的目的是为了减少趋肤效应。接触压力由电磁力、机械压力合成。惯性力在一定程度上抵消了电磁力,因而降低了接触压力。

结构(c)在与导轨垂直的截面上呈 V 形,惯性力对接触压力影响甚微,电磁力也很小。接触压力主要靠机械力产生。由于机械柔性小,电磁力难以计算,接触压力也难以调整,所以这种结构应用不多。

结构(d)在机械上和结构(c)类似,惯性力、电磁力对接触压力影响小,但难以估算。这种结构得到某些成功的应用,但其接触压力的确定及结构设计往往通过实验进行。

两导轨间的电压降 u_M (炮口电压)是衡量电接触性能的重要标志。图 8-7(a)为一个设计良好的(a)型结构电枢的 $u_M \sim t$ 曲线,在弹丸出炮口前 ($t < t_M$), u_M 均小于 10V; 而在图 8-7(b)中,在弹丸出炮口前 u_M 波动很大,其幅度可达 100~300V,发射后炮管出现严重烧蚀,显然这是电接触不良产生电弧而引起的。

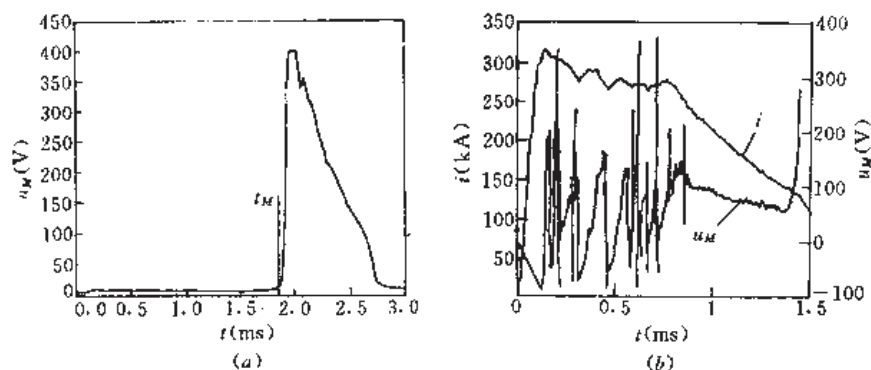


图 8-7 炮口电压或导轨电流随时间的变化关系

(a)电接触性能良好; (b)电接触性能不良。

作为对 4 种电枢基本结构的改进,可采用如图 8-8 所示结构。图中, V 形结构有改善电流分布,减小在电枢尾端电流密度的作用。V 形尾部不能太尖,应有合适的曲率半径,不然在其尾端容易出现电弧。图 8-8 中, (a) 结构表面呈锯齿状,有一定机械柔性,以使电枢和导轨(特别在发射开始时)有适当的接触压力; (b) 结构提供几个接触面,接触电阻小,同

时还能减少摩擦阻力。在炮膛口径为 1.5cm, 铜导轨, 电枢最大电流 400kA, 膛内运动时间为 1.5ms 的条件下, 采用上述结构(铝合金)电枢进行试验, 速度达 2.5km/s 时, 膛内无电弧出现, 导轨烧蚀甚微。

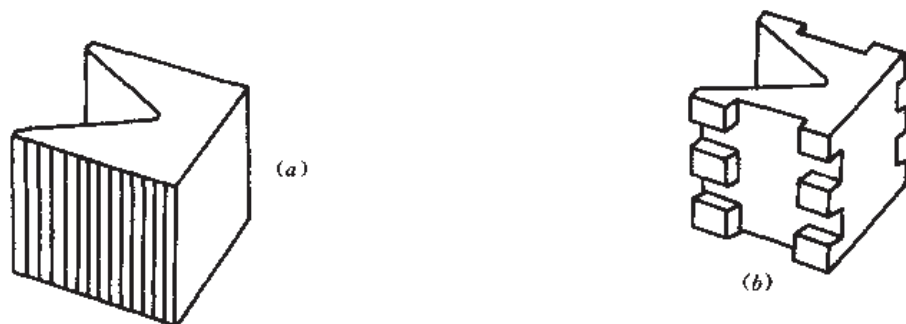


图 8-8 基本结构的改进

二、滑动接触理论简介

从与电机相比而言, 固体电枢和导轨的接触类似电机的电刷。电刷是一种滑动接触, 借用滑动接触理论, 可指导固体电枢的结构设计, 以使用最小的接触压力获取最佳的电接触性能。

鲍登(Bowden)等指出^[5], 滑动接触的接触面实际上是由一些离散的点组成, 这些点只占接触面的小部分。接触面即使精抛光, 就电接触而言, 也是粗糙的。此面上高出的点或粗糙点以随机方式接触, 电流通过这些点, 形成接触电阻。当接触压力加大, 超过屈服极限时, 产生塑性变形, 使接触面增大而压力降低, 直至达到平衡。重要的是, 接触点温度超过某一临界值时, 接触不再是热稳定的, 即接触点将从低电压处转移至高电压处, 以至出现明显的电弧。此临界温度与触点材料、电流密度、压力和滑动速度有关。

澳大利亚国立大学的科学家首先在电磁炮实验中观察到接触点转移的现象。该现象是热不稳定的, 它产生电弧, 导致严重烧蚀, 因而电磁炮应竭力予以避免。滑动接触理论提示我们, 要从材料、电流密度、接触压力和滑动速度等方面着手提高临界温度, 防止电弧发生。

应该指出, 电磁炮电枢的异常大的电流和异常高的速度是有别于“电机”电刷的。可以预料, 在电磁炮的应用中, 应对源于电刷滑动接触的理论予以修正。事实上, 有一种理论^[6]在承认接触点转移这一事实的前提下, 提出不同解释, 认为电枢接触的基本过程是绝热的。当接触面达到气化温度点时转移开始发生, 由此建立模型, 并认为该模型可精确预测接触点转移的现象。

三、纤维电枢

纤维电枢是将金属纤维交叉地搓在一起, 每根纤维至少有一点和导轨表面接触。这样, 改善了电枢的接触性能。这种电枢的纤维间彼此绝缘, 从而减少了趋肤效应造成的热损耗。

这种电枢是近年研究较多的一种固体电枢, 图 8-9 是其中的一种结构形式^[7]。该电枢是一种模块式的结构。纤维束模块 1 排成一列, 中间由隔层 3 隔开, 几个纤维束模块叠在一起成为矩形结构, 以适应导轨炮的需要。每个纤维束模块由粗 0.15mm 的铜丝组成, 其中约 1000 股搓成电缆, 分成 7 束, 多束弯成 V 形, 用夹具固定, 在真空中用环氧浇铸, 形成一个纤维束模块。整个电枢形成了一个弹底板, 可方便地安装弹丸。

该电枢的优点,一是机械性能、电气性能可靠;二是纤维长度和方向控制容易根据特殊应用调整;三是模块化的结构允许选用不同材料、不同粗细的导体丝组成;四是能承受大电流。试验表明,在速度 1.8km/s,电流 1mA 的条件下,导轨无显著烧蚀,可多次发射。

8.2.2 固体电枢的电流分布

温度升高引起电接触性能降低是固体电枢速度受限制的关键。接触点的局部温升往往会产生烧蚀,更进一步降低了电接触性能,导致烧蚀扩展,从而形成恶性循环,使电磁炮破坏更趋严重。而焦耳热效应引起的温升与电流分布密切相关。局部电流密度过大,势必造成局部温升。图 8-10 表示了因速度趋肤效应引起的局部电流密度过大,当速度 $v_p > 1000\text{m/s}$ 时,电流集中在 14% 的截面上。

速度趋肤效应在电磁炮系统普遍存在。根据麦克斯韦方程组,可得

$$\nabla^2 H + \sigma \mu [\nabla \times (v_p \times H)] = 0 \quad (8-21)$$

考虑磁场在 Z 方向,速度在 X 方向,式(8-21)写成

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} - v_p \sigma \mu \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (8-22)$$

又有热传导方程

$$k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - cv_p \frac{\partial T}{\partial x} = c \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{J^2}{\sigma} \quad (8-23)$$

式中 k ——热导率;

T ——电枢温度;

c ——比热。

结合边界条件和初始条件,由式(8-22)、式(8-23)用二维有限元法,可解得 $J(x, y)$,如图 8-10 所示。

分析和计算表明,采取图 8-11 所示结构,可使电流分布趋向均匀。图 8-11(a)中,导轨表面覆盖有石墨层,以起到改善电流线在电枢尾部聚成一束的作用。图 8-11(b)中,电枢由三层不同电导率材料组成,铜电导率最高,电阻最小,放在电枢前端,电流路径长;钛电阻

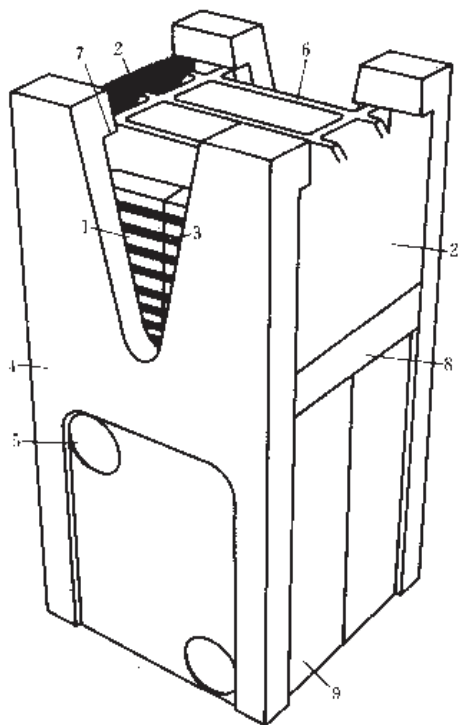


图 8-9 模块化纤维电枢

- 1—纤维束模块;2—导体纤维束;
3—隔层;4—夹板;5—固定螺钉;
6—压条;7—卡头;8—调整块;
9—侧边凹入压板。

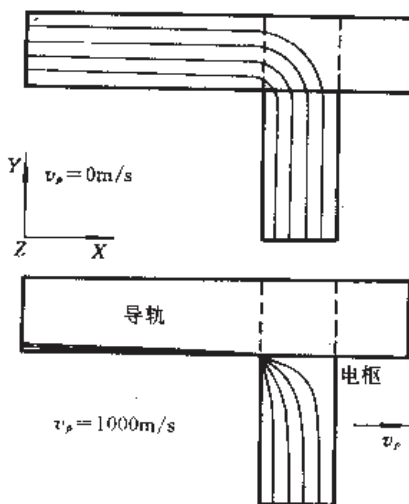


图 8-10 速度趋肤效应引起电流分布不均

最大,放在电枢尾端,电流路径短。这样,就可使电流分布趋向均匀。



图 8-11 使电流分布趋向均匀的结构

(a)导轨覆盖石墨层;(b)三层不同材料组成电枢。

在图 8-11(b)的基础上,出现了用多层不同电导率材料制成的电枢(图 8-12)^[8]。

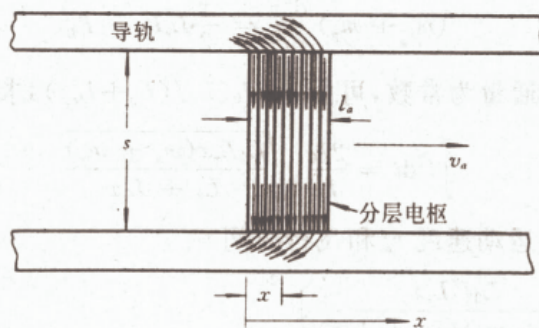


图 8-12 多层不同电导率材料组成的电枢

可推导出下列计算各层电导率的公式

$$\sigma^* = \frac{\sigma_n}{\sigma_0} = \left\{ \frac{2\alpha}{3} [(1 - x^*)^{3/2} - 1] + 1 \right\}^{-1} \quad (8-24)$$

式中 σ_n ——第 n 层材料的电导率;

σ_0 ——最靠近炮尾($x=0$)的材料的电导率;

x^* ——相对距离, $x^* = \frac{x}{l_a}$ 。

对于比例系数 α ,可用下列公式计算:

$$\alpha = \frac{2\sigma_0}{\sigma_r} \cdot \frac{l_a}{s} \cdot \sqrt{\frac{v_a l_a \mu_r \sigma_r}{\pi}} \quad (8-25)$$

电流的均匀分布,避免了局部过热,也改善了导轨和电枢的电接触状况。在电磁炮研究建立模型中,为了避免问题复杂化甚至于无法分析,往往也假设电流为均匀分布。

8.2.3 固体电枢的最小质量

在给定的条件下使固体电枢质量最小,是固体电枢设计的重要任务。以下将通过固体电枢的运动方程、热平衡方程和质量方程等求得固体电枢的最小质量。

一、作用积分和作用常数

在电流均匀分布的金属导体中,欧姆加热引起的损耗等于材料的焦耳热,即

$$(I/A)^2 / \sigma = \rho c (dT/dt) \quad (8-26)$$

式中 A ——材料面积;

ρ ——材料密度;

c ——材料比热。

将上式整理后积分

$$\int I^2 dt = A^2 \int \sigma \rho c dT = A^2 g_1 \quad (8-27)$$

$\int I^2 dt$ 称为作用积分, g_1 称为材料的作用常数。在固体电枢分析中, 通常用作用积分预测材料的热累积效应, 而作用常数则是温度增值的直接量度, 式中的 A 对应着不超过给定温升的最小面积。

二、运动方程

电枢和弹丸的运动方程

$$(m_a + m_p) \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{2} L_r I^2 - F_D \quad (8-28)$$

假定阻力 F_D 可忽略, 磁通量为常数, 可由 $I = I_0 [L_0 / (L_0 + L_r x)]$ 求得作用积分

$$\int I^2 dt = \frac{2I_0}{L_r} \sqrt{\frac{L_0 L_r x (m_a + m_p)}{L_0 + L_r x}} \quad (8-29)$$

以此可解得电枢的运动速度 v_a 和飞行时间 t_a :

$$v_a = \left[\frac{L_0 I_0^2 L_r x}{(m_a + m_p)(L_0 + L_r x)} \right]^{1/2} \quad (8-30)$$

$$t_a = \left(\frac{m_a + m_p}{L_r I_0^2} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{L_r x}{L_0} \right)^2 + \frac{L_r x}{L_0} \right]^{1/2} + \ln \left[\sqrt{\frac{L_r x}{L_0}} + \sqrt{\frac{L_r x}{L_0} + 1} \right] \quad (8-31)$$

也可求得电枢质量 m_a 和弹丸质量的关系式

$$\left(\frac{m_p}{m_a} \right)^4 + \left(\frac{m_p}{m_a} \right)^3 - \left(\frac{m_p}{m_a} \right)^3 = 0 \quad (8-32)$$

并有

$$m_a = \left\{ \rho_a \left[\frac{L_r l_g}{(L_0 + L_r l_g) L_0} \right]^{1/4} \cdot \left(\frac{2 L_0 I_0}{L_r g_1} \right)^{1/2} \right\}^{4/3} \quad (8-33)$$

根据给定的温升, 接近界面处的 $g_1 = \int_{T_1}^{T_2} \sigma_a \rho_a c_a dT$ 和式 (8-32), 就可求出无摩擦情况下最小的电枢质量。

三、热平衡方程

首先计算摩擦的热损耗。垂直于导轨表面的力 F_N 由电磁力和机械预压力 F_p 合成, 在常用的 V 形固体电枢 (见图 8-13) 情况下,

$$F_N = \left[\frac{\Delta l \sin \theta}{s} \right] \cdot \frac{L_r I^2}{2} + F_p \quad (8-34)$$

设滑动摩擦系数为 μ_f , 于是摩擦热损耗 $\int \mu_f F_N dx$ 。

又设 δ_t 为电枢表面的传热深度, 考虑摩擦热损耗的情况下, 热平衡方程的微分式

$$\left(\frac{I}{A_a} \right)^2 \left/ \sigma + \left(\mu_f F_N \frac{dx}{dt} \right) \right/ (2 A_a \delta_t) = \rho_a c_a \left(\frac{dT}{dt} \right) \quad (8-34')$$

式中 A_e ——电枢传导电流的横截面积;

σ ——电枢和导轨界面处电导率。

整理并积分上式,得热平衡方程

$$\int I^2 dt = g_1 A_e^2 - \frac{\mu_f \bar{\sigma}}{2 \delta_f} A_e \int F_N dx \quad (8-35)$$

式中, $\bar{\sigma}$ 为加速期间电枢表面平均电导率。

四、考虑摩擦情况下质量方程

在有摩擦的情况下,将式(8-29)代入式(8-35),可导出考虑摩擦情况下质量方程

$$A_e^4 + 2a_1 A_e^3 + a_1^2 A_e^2 - a_2^2 \rho_s s A_e - a_2^2 m_p = 0 \quad (8-36)$$

式中

$$\begin{cases} a_1 = \left(\frac{\bar{\sigma} \mu_f}{4 \delta_f g_1} \right) \left(\frac{\Delta l \cdot \sin \theta \cdot l_g L_0 I_0^2 L_r'}{s(L_0 + L_r' l_g)} + F_r l_g \right) \\ a_2 = \left(\frac{2 I_0}{L_r' g_1} \right) \left(\frac{L_0 L_r' l_g}{L_0 + L_r' l_g} \right)^{1/2} \end{cases} \quad (8-37)$$

由式(8-36)可求得 A_e , 于是固体电枢的最小质量 $m_a = \rho_s s A_e$ 。

五、固体电枢模型分析

导轨炮的固体电枢应用最早,使用中积累的经验也较多。固体电枢的物理、数学模型较前面介绍的电枢的一般模型要简化得多,一些热参数、机械参数的测量或估算也较准确。因此,相对而言,固体电枢的模型有较高的精度。

在固体电枢设计中,电枢质量是一个无效益的寄生质量,直接影响到发射效率。为此,十分重要的是在给定条件(如导轨炮的机械尺寸、电参数、导轨炮电流、弹丸质量、温升等)下求出电枢横截面积 A_e 及最小质量 m_a ,而式(8-36)恰能解决这一问题。由式(8-37)所表征的 a_1 是一个重要参数。计算表明:随着 a_1 的增大,电枢质量 m_a 近似线性也增大;而 a_1 是摩擦热损耗的量度,即意味着电枢质量应随摩擦热损耗近似线性地增加,这一结论在固体电枢设计中也起着有益的作用。

应该指出,即使在固体电枢中,情况也很复杂,诸如电枢和导轨面上的热膨胀,电磁力对电枢的压缩效应,炮管的扩张,电流分布的变化,由于摩擦导致的接触点的复杂变化等因素,在模型中如何考虑,还有待于进行实验和理论研究确定。

8.2.4 固体电枢的材料选择

电枢和导轨接触点温度过高,引起接触点转移而产生电弧,已成为固体电枢速度限制的关键。选择合适的材料,也是降低接触点温升,提高电接触性能的有效途径之一。

如前所述,作用常数 $g_1 = \int_{T_0}^{T_0 + \Delta T} \sigma dcdT$ 是温度增值的直接量度,它仅依赖于电枢材料的性质。为进一步分析它的影响,先建立电枢质量 m_a 与 g_1 的直径关系式,并忽略摩擦阻

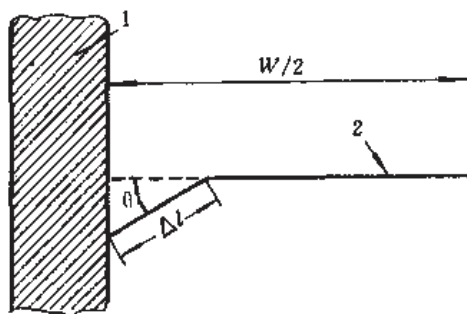


图 8-13 V形固体电枢的机械模型

1—导轨;2—电枢。

力,得电枢加速度

$$a = \frac{L_r I^2}{2(m_a + m_r)} \quad (8-38)$$

于是电枢速度

$$v_a = \int \frac{L_r I^2}{2(m_a + m_r)} dt = \frac{L_r \int I^2 dt}{2(m_a + m_r)} \quad (8-39)$$

又因为 $\int I^2 dt = g_1 A_s^2$, 故得电枢截面积

$$A_s = \left(\frac{2(m_a + m_r) 2v_a}{L_r g_1} \right)^{1/2} \quad (8-40)$$

于是最小电枢质量

$$m_a = \rho_s s A_s = \rho_s s \left(\frac{2(m_a + m_r) v_a}{L_r g_1} \right)^{1/2} \quad (8-41)$$

由式(8-41)可知, g_1 越大, m_a 越小, 越有利。图 8-14 为不同材料的作用常数, 其中铜的 g_1 最大。

令发射质量为 $m = m_a + m_r$, 将式(8-41)整理, 得

$$m_a = \left[\frac{\rho_s}{\sqrt{g_1}} \right] s \left(\frac{2m v_a}{L_r} \right)^{1/2} \quad (8-42)$$

即电枢质量由材料特性、导轨炮尺寸和发射指标而定。令 $\beta = \frac{\rho_s}{\sqrt{g_1}}$, 并称之为电枢材料的

品质因数。 β 越小, 所需电枢质量越小, 电枢效率越高。分析表明, 传递到导轨炮的能量一般说来在电枢里浪费 30%~50%, 改进电枢材料可减少 10% 的浪费。

选择材料要从两方面考虑: 一方面应使电枢质量最小, 以提高发射效率; 另一方面要求材料耐高温, 有高的能量吸收率, 以提高接触点转移的临界温度, 防止电接触性能降低而产生电弧。而材料的品质因数 β 恰好反映了这两方面的要求, 即

$$\beta = \frac{\rho_s}{\sqrt{g_1}} = \rho_s \left(\frac{1}{p_0 \sigma c \Delta T} \right)^{1/2} = \left(\frac{\rho_s}{\sigma c \Delta T} \right)^{1/2} = \left(\frac{p_s}{\sigma \Delta E} \right)^{1/2} \quad (8-43)$$

计算表明, 铜的 β 不是最小。以锂电枢代替铜电枢可减少发射质量 30%, 但其熔点(约 450K)远低于铜(1350K)。于是, 制做电枢可选用复合材料, 即在某种金属基体中掺入杂质。

从式(8-43)可知, 金属基体须有低密度、高电导、高能量吸收率(ΔE 大), 同时还应有较高的熔点。为进一步减小 β , 可掺入高热容量杂质, 或掺入易发生相变的杂质。杂质熔点比金属基体低, 杂质熔化时, 潜热为金属基体吸收。经过对比可知, 以铍作为基体(熔点约 1550K)掺入锂效果最佳^[9], 如图 8-15 所示。图中虚线为发射质量 15% 的标志。在此线以下, 电枢质量小于于发射质量的 15%。

复合材料中杂质可以颗粒、纤维、层状掺入, 如图 8-16 所示。常用合成树脂, 包括用高强度玻璃纤维调整机械特性, 用高热容量的杂质调整电枢材料的热电特性。

应当指出, 复合材料的制造还受工艺和材料其它特性的制约, 如铍的氧化物和粉末有毒, 其价格也很昂贵。综合考虑, 采用铝锂合成材料较为可取。

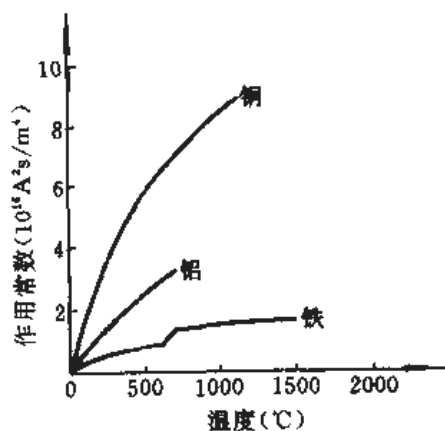
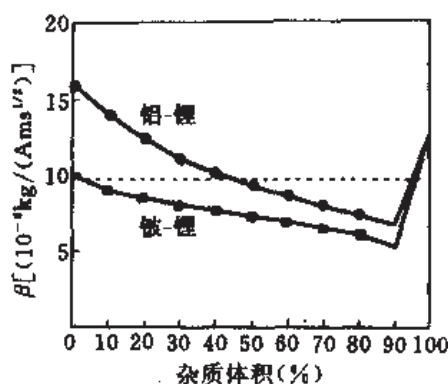
图 8-14 作用常数 g_1 与温升之间关系曲线图 8-15 金属复合材料的品质因数 β 

图 8-16 颗粒、纤维、层状金属复合材料

此外,作为一种添加物的成分,石墨也是令人感兴趣的。已初步证实,电枢材料掺以石墨,可以改善电枢的机械、热和电特性。

8.3 等离子体电枢

80年代初以来,等离子体电枢一直是导轨炮系统中研究的重点。通常认为,在任意速度下,等离子体电枢都能把电磁力耦合到弹丸上,从而使弹丸加速到 $20 \sim 50 \text{ km/s}$ 。制约丸达到这一速度的因素是弹丸和膛壁的相互作用。进一步研究表明,等离子体电枢和膛壁之间存在着强烈的相互作用,是限制导轨炮速度的决定因素。目前对等离子体电枢研究的几个关键问题,如二次电弧、烧蚀、粘滞阻力及磁场扩散等,都涉及到等离子体电枢和膛壁的相互作用。

8.3.1 等离子体电枢的形成

等离子体实际上就是电离的气体。随着温度的升高,物质经过了固态、液态和气态的变化。根据量子力学原理,由于加热、光照射或碰撞等,使气体中的电子获得足够能量,超过最大激发能级时,电子就会脱离原子成为自由电子,这就是电离。气体中电离成分只要超过千分之一,它的性质就主要由离子和电子之间的库仑力支配,而且电磁场对它的影响非常明显。这种物质聚集的第四态,宏观上呈现电中性,称为等离子体。

常温下气体热运动的能量不大,不会自发电离。天体物理学家萨哈推导了一个公式,说明在热平衡气体中,电离的原子数密度 n_i 与未电离的中性原子数密度 n_0 和温度 T 有以下依赖关系^[10]

$$\frac{n_i}{n_0} \approx 2.4 \times 10^{15} \frac{T^{3/2}}{n_0} e^{-w_i/kT} \quad (8-44)$$

式中 w_i ——气体电离能(eV);

k ——玻耳兹曼常数。

以室温下氮气为例,这时 $n_0 = 3 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, $T = 300\text{K}$; $w_i = 14.5\text{eV}$, 代入式(8-44)得 $n_i/n_0 \approx 10^{-122}$ 。由此可见,室温下气体中电离成分微乎其微。欲使电离成分达到千分之一以上,要求 T 必须高于 10000K 。

导轨炮中等离子体电枢常用电加热方法形成,此时至少满足两个条件;其一,金属气体或其它气体必须有足够部分电离;其二,电枢必须紧贴着弹丸。这种电枢的材料可用金属丝或金属箔充任。当两导轨间高电压击穿电枢与导轨间预留的间隙时,大电流流过金属丝、箔,焦耳热使其很快电离变成等离子体电枢。一般说来,等离子体电枢要求用前置级给弹丸一个注入速度。当注入速度较高时,喷入金属蒸气或电热气体流,被大电流欧姆加热,从而能形成等离子体电枢。在电热炮中,是利用放电方法产生电弧等离子体的。

实际设计中,控制等离子体电枢形成时刻是重要的,图 8-17 所示的方案^[11]可供参考。

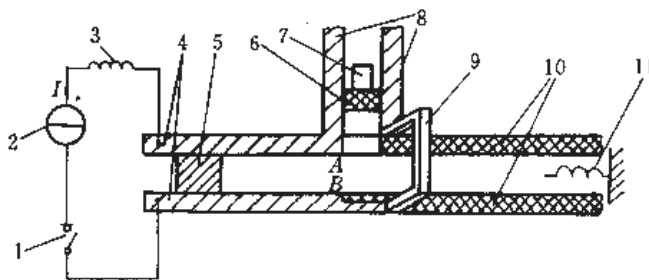


图 8-17 带有自动等离子体电枢形成器的导轨炮

其工作原理如下:闭合开关 1, 电流源 2 的电流经控制导轨 4、控制电枢(导体)5 对电感 3 充电, 这时弹丸导轨是开路的, 处于待发状态; 一旦达到所需要的大电流, 控制电枢 5 被释放, 随即被电磁力驱向右方运动; 当控制电枢 5 尾部刚过 A、B 点时, 在 A、B 与控制电枢尾部形成电弧。由于短路器 9 的作用, 此电弧转向弹丸导轨 8, 这时电流继续流过, 形成电弧等离子体电枢, 推动绝缘弹底板 6 和弹丸 7 前进。当控制电枢继续向右运动到绝缘导轨 10 时, 不再有电磁力驱动, 于是控制电枢减速, 冲击吸收装置 11 吸收其剩余动能。

大电流流过金属丝或箔时, 使它们很快气化, 电阻增大, 导致电枢电压降升高, 增加了对电源的要求, 这是不利的。采用形状合适的金属箔可以降低电枢的形成电压, 其设计要点是确保金属箔在稍许不同时刻气化。这样, 因金属气化, 电阻不会突然增加。图 8-18 即为这种特殊形状金属箔设计。

图中坐标系的选取 y 轴垂直于两导轨相对的平面, s 为两导轨间距。先假设电枢形成时电流随时间线性变化, 即 $I = at$, 可推导出金属箔形状方程。结合式(8-27)得

$$\int I^2 dt = g_1 A^2 = \frac{a^2 t^3}{3} \quad (8-45)$$

若金属箔厚度为 δ_0 , 宽度为 x 处金属箔截面积为 $A = x\delta_0$, 其相应气化累积时间

$$t_{\text{vap}} = \left[\frac{3g_1 x^2 \delta_0^2}{a^2} \right]^{1/3} \quad (8-46)$$

在 $y=0$ 处, 箔最细, 电阻最大, 气化从这儿开始, 至 $y=\frac{s}{2}$ 时, 气化的平均速度

$$v = \frac{s/2}{t_f - t_0} \quad (8-47)$$

式中 t_0 —— $y=0$ 处箔气化累积时间;

t_f —— $y=s/2$ 处箔气化累积时间。

若气化速度为恒定值, 则 y 为任意值时气化累积时间:

$$t_{\text{vap}} = t_0 + (t_f - t_0) \frac{|y|}{s/2} \quad (8-48)$$

令 y 的绝对值为 y^* , 并整理上式得

$$t_{\text{vap}} = t_f [t_0/t_f + (1 - t_0/t_f) 2y^*/s] \quad (8-49)$$

从式(8-46)显然有

$$t_0 = \left[\frac{3g_1 \delta_0^2 x_0^2}{a^2} \right]^{1/3} \quad (8-50)$$

$$t_f = \left[\frac{3g_1 \delta_0^2 s^2}{a^2} \right]^{1/3} \quad (8-51)$$

代入式(8-49)得

$$t_{\text{vap}} = t_f \left\{ (x_0/s)^{2/3} + [1 - (x_0/s)^{2/3}] \frac{2y^*}{s} \right\} \quad (8-52)$$

联立式(8-46)、式(8-51)、式(8-52), 得金属箔宽度 x 的表达式

$$x = s \left[(x_0/s)^{2/3} + 2y^*/s - (2y^*/s)(x_0/s)^{2/3} \right]^{3/2} \quad (8-53)$$

实验表明, 采用上述形状的金属箔, 达到了预期目的。

形成等离子体电枢的金属丝, 可用直径几毫米的镁丝, 金属箔可用几十微米至几百微米的铝箔、铜箔。材料及其几何尺寸的选择主要由导轨炮总体性能要求决定。

8.3.2 等离子体电枢作用过程及状态变化

了解等离子体电枢作用过程及状态变化, 就可从等离子体动力学的角度, 把握住电枢的再点火、烧蚀、粘滞阻力等时间上及空间上的内在联系。图 8-19 表示了等离子体电枢的作用过程。

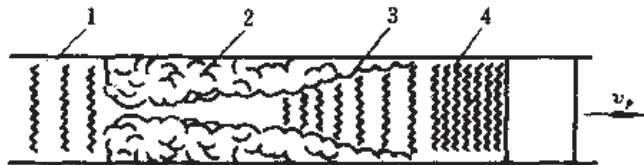


图 8-19 等离子体电枢作用过程

1—再点火等离子体; 2—中性区;

3—等离子体尾; 4—主等离子体。

主等离子体 人们已充分研究了主等离子体区的等离子体特性,但需要特别注意的是:该区的等离子体被高度电离,温度在 $2 \times 10^4 \sim 5 \times 10^4 \text{K}$ 范围,损耗功率 $1 \sim 10 \text{MW/cm}^2$ 量级。其间大部分等离子体被强烈磁化(哈脱曼数远大于1)。由于磁流体动力学效应,边界层较薄,从而导致阻力系数颇高(约为 $0.003 \sim 0.005$)。由于膛壁的强热和辐射流使导轨材料产生烧蚀和电离,并加入到等离子体电枢中,其烧蚀系数从 $(4 \sim 8) \times 10^{-9} \text{kg/J}$ (对于塑料绝缘体)到 $(30 \sim 90) \times 10^{-9} \text{kg/J}$ (对于金属导轨)。被烧蚀的材料也为电磁力所加速,它的速度几乎和主等离子体相当。边界的粘滞阻力把大部分被烧蚀材料往后拖,形成了等离子体尾区。

主等离子体区的特征是,烧蚀和粘滞阻力起作用。

等离子体尾 当被烧蚀的材料为粘滞阻力拖向尾部时,它们把能量辐射和传导到膛壁上,尾区功率流较低,被电离的壁材料也较少。来自膛壁的非电离中性气体也开始混入等离子体中,从而抑制了电导率的增长,而冷的边界层又促进这一趋势,直至电导率更低。

等离子体尾区的特征是电离成份少,电导率低,形成烧蚀和气化的混合物。

计算尾区混合物总数是困难的。这种物质具有三种消蚀方式:一是烧蚀(全电离, 20000K);二是气化(1% 电离, 5000K);三是侵蚀(蒸气-液态)。表 8-3 列举了某些典型导轨材料在三种消蚀方式下的系数值。这些从轨道上消蚀的质量,附加到等离子体尾区。因为输入能量的大部分仍储存在等离子体尾区的较热的气体中,所以质量的附加系数要低于表中最大值,但仍比主等离子体区明显地高。一个合理的估算方法是,尾区的附加质量大约是主等离子体区烧蚀附加质量的两倍。

表 8-3 各种材料在不同消蚀方式下的系数值

材 料	烧 蚀 (g/MJ)	气 化 (g/MJ)	侵 蚀 (g/MJ)
铜	28	118	143~1630
钨	~88	~160	185~1575
聚乙烯	3.4	25	500~6800
Lexan ^①	~5.6	~40	
G-10 ^②	6.7	~40	

①聚碳酸酯; ②玻璃增强树脂。

从动量守恒和能量守恒的观点看,等离子体尾区可以用一个单位的主等离子体(温度 $2 \times 10^4 \sim 3 \times 10^4 \text{K}$, 速度 v)和二个单位冷气体混合,得到三个单位弱电离气体(等离子体尾),其温度 $6 \times 10^3 \sim 1 \times 10^4 \text{K}$, 速度为 $v/3$ 。

早期的烧蚀模型,假设电枢质量随烧蚀物质的累积而连续增加。而实验观察表明,等离子体电枢长度近似为常数。上述的主等离子体和等离子体尾模型解释了这一明显矛盾。这是因为,在平衡状态,电枢质量接近于常数,烧蚀物被不断地拖向后方,和来自膛壁的冷气体混合,成为一种低电导的成分,但烧蚀物并没有增加主等离子体的质量。电枢的平衡长度主要随壁的气化速率和壁材料与等离子体的扰动混合速率而变化,并非不断增加。后来一些实验数据表明,等离子体电枢平衡长度随炮膛口径线性增长,恰与这一模型吻合。

中性区 进入中性区的气体很热,其运动速度明显地比等离子体低。这些气体处于湍

流状态,而且热量和动量很快地耦合到膛壁上,从而引起进一步气化。塑料绝缘体因中性区较高的气化压力和其本身较低的热传导能力而特别易损坏。如果导轨的热传导能力超过气体输入的热量,金属导轨就可能不损坏。

中性区域是气化混合物,烧蚀和电离甚微。如果假设等离子体电枢损失能量的一半是用于烧蚀金属导轨但不发生气化,而且能量的另一半用于气化绝缘材料,其气化系数为 $(50 \sim 100) \times 10^{-9} \text{kg/J}$,那么中性区的质量密度可由下式估算:

$$\rho_N = \frac{IU_s(\alpha_s^R + \alpha_s^I)}{2\pi r^2 v_s} \quad (8-54)$$

式中 α_s^R ——烧蚀方式导轨质量的附加系数;

α_s^I ——气化方式绝缘体质量的附加系数;

r ——炮膛半径。

由于膛壁的粘滞阻力和绝缘体气化成分的混入,中性区气体速度逐渐减小,其速度下限可由前级炮注入气体的速度调整,约为 10^3m/s 。

再点火等离子体 上述中性区并非真正中性,只是在高的气体密度和微弱电离导致电导率很低的情况下,气体是中性的。用通常的诊断手段(分辨力 $1 \sim 2 \text{kA}$)观察不到电流流动。然而将足够高的电场加到该区气体上,由于小电流的流动将导致失控的电离,产生一个热的、低密度的和高电离的等离子体,即所谓再点火电弧。引起这样一个击穿所需电场主要取决于中性气体密度及残留电离水平,还取决于其它因素,如气体温度、成分,电极表面状况等。

导轨炮中此击穿电场是由运动的磁场产生的,设中性气体运动速度为 v_{N_0} ,则电场

$$E = \frac{L_r I (v_s - v_{N_0}) + U_s}{s} \quad (8-55)$$

随着等离子体电枢速度增加,电场强度也增大,直到气体被击穿。因接近炮尾处气体速度最低,再点火发生在炮尾处较为常见。当然,影响气体击穿的因素很多。再点火的现象几乎可在电枢后面任何位置观察到。经验表明,击穿电场强度约为 $400 \sim 500 \text{V/cm}$,当导轨因烧蚀表面变粗糙时,此值可能更低。

以下进一步分析再点火电弧的速度 v_R 。流经再点火电弧的电流为输入电流 I 和电枢电流 I_s 之差。当中性区气体密度 ρ_N 和速度 v_{N_0} 确定后,根据再点火电弧的电磁力应和加速中性气体并反抗粘滞阻力所需之力相等,可得

$$\frac{1}{2} L_r (I^2 - I_s^2) = \frac{\gamma + 1}{2} \rho_N (v_R - v_{N_0})^2 \pi r^2 + \lambda_f \frac{1}{2} \rho_N v_R^2 2\pi r l_N \quad (8-56)$$

式中 γ ——比热比;

λ_f ——粘滞阻力系数;

l_N ——中性区长度。

流经再点火电弧的电流是逐渐建立起来的,它的建立时间在了了解导轨炮性能中也很重要。显然,电枢电流的衰减时间常数 τ_a 应和再点火电弧电流建立的时间常数 τ_R 相等,可根据磁通守恒求出它。在等离子体电枢和再点火电弧间的磁通

$$\Phi = L_r I_s (x_a - x_R) \quad (8-57)$$

式中 x_a ——电枢起始部位坐标;

x_R ——再点火电弧起始部位坐标。

忽略导轨上电阻性损失,

$$L_r \frac{dI_a}{dt}(x_a - x_R) + L_r I_a (v_a - v_R) = U_a - U_R \quad (8-58)$$

因再点火电弧电压 U_R 与电流关系甚微,有 $U_R \approx U_a$ 。重新整理式(8-58),有

$$\frac{1}{I_a} \frac{dI_a}{dt} = - \left(\frac{v_a - v_R}{x_a - x_R} \right) = \frac{1}{\tau_a} \quad (8-59)$$

注意,因再点火电弧的分流作用,弹丸所受的力也以时间常数 τ , 衰减,而 $1/\tau_r = (dI_a^2/dt)/I_a^2 = 2/\tau_a$ 。若设 $v_a = 6\text{km/s}$, $v_R = 1\text{km/s}$, $x_a - x_R = 1\text{m}$, 则计算可得 $\tau_a = 200\mu\text{s}$, $\tau_r = 100\mu\text{s}$ 。这就说明了再点火电弧的产生常与弹丸加速度的突然损失有关。

由于再点火电弧的存在,导轨受力的分布状况和导轨的电感梯度也发生变化^[12]。

8.3.3 再点火电弧控制技术

实验和理论分析表明,由于再点火电弧的存在,等离子体电枢导轨炮的弹丸速度不会超过 $6 \sim 8\text{km/s}$,因而控制再点火的发生是一个十分重要的问题。基于再点火的形成机理和式(8-55),可从两个方面抑制再点火:其一,控制中性区气体的特性,如速度、密度等;其二,控制电流、电压等。具体的实施方法如下:

用二级轻气炮注入高速氩气 由式(8-55)可见,如果设法增加中性气体速度 v_{N_2} , 则电场强度减小,中性气体不易击穿,难以形成再点火电弧。霍克(Hawke)等在高速导轨炮实验中,采用二级轻气炮注入 $6 \sim 8\text{km/s}$ 的高速氩气^[13],来改善导轨炮性能,抑制再点火的发生,以期达到 $12 \sim 15\text{km/s}$ 的目标。

注入的氩气作为两导轨间的绝缘介质,减少了导轨和内膛绝缘体的烧蚀,对抑制再点火的发生有利。

尽量减少来自炮膛的气化物质 如果中性区几乎没有什么物质,那么再点火电弧就可以被加速到高速,追赶上并与等离子体电枢合并,使再点火电弧消失。关键是“几乎没有”指的是多少?

回答是清楚的。粘滞阻力把气化物质往后拖,而电磁力却推其向前。若假设质量均匀分布,则粘滞阻力可近似写为:

$$F_v = 2\lambda_f \frac{m_R}{D} v_a^2 \quad (8-60)$$

式中 m_R ——再点火电弧携带的质量;

D ——炮膛口径。

令电磁力 $\frac{1}{2} L_r I_a^2$ 的 30% 用于克服粘滞阻力,则“几乎没有”允许的物质最大质量为

$$m_R = \frac{0.075 L_r I_a^2 D}{\lambda_f v_a^2} \quad (8-61)$$

按上式计算, m_R 约为 10^{-5}kg 的量级,这就要求一般导轨炮烧蚀和气化速率应有明显降低。

选择合适的导轨和绝缘体材料 由式(8-54)可知,中性区的质量密度与 $(\alpha_a^R + \alpha_i^L)$ 成正比。显然,降低烧蚀方式下的导轨质量附加系数 α_a^R 和气化方式下的绝缘体质量附加系数 α_i^L , 可以减小质量密度,从而有利于抑制再点火的发生。

α_s^0 和 α_s' 与材料特性有关。实验表明,铜在速度大于 5km/s 时仍有良好的抗熔化和气化的能力。为了定量地描述材料的这一性能,罗森沃瑟(Rosenwasser)^[11]等从热传导的角度提出一个品质因数的概念,用 $q_s^{1/2}$ 来描述。这里 q 是热流密度, t_s 是暴露时间。表 8-4 列举了某些可能用作导轨材料和绝缘体材料的罗氏品质因数值。由表可见,某些耐火陶瓷具有和铜相近的品质因数。商用建筑陶瓷 Sialon 的品质因数不高,尚难用于导轨炮中。作为绝缘材料最好的是金刚石,但成本高,难以大量采用。倘以碳化硅或其它合适的材料作为基底,生长一层 200 μ m 厚的金刚石膜,它就能成为一种成本不太高而性能优异的绝缘材料。

表 8-4 某些材料的罗氏品质因数

材 料	品质因数($\times 10^7 \text{ws}^{1/2}/\text{m}^2$)	材 料	品质因数($\times 10^7 \text{ws}^{1/2}/\text{m}^2$)
SiO ₂ (vit)	0.24	C(diamond)	~21
Sialon	0.85	Cu	3.5
si ₃ N ₄	1.55	Mo	4.6
Al ₂ O ₃	2.06	W	5.8
SiC	3.58	C(graphite)	7.3
BN(pyro)	~2		

α_s^0 和 α_s' 还与电枢电流有关。实验表明,采用铜导轨、Sialon 陶瓷绝缘,电枢电流小于 100kA 时,没有观察到明显的烧蚀和气化现象。此时速度随电流线性增加。一旦电流过大,因烧蚀和气化,速度增长率很快下降。以减小 α_s^0 、 α_s' 的角度而言,在小电流状态下工作是有利的。

减少电流、电压、电功率 仍从式(8-55)看,降低电流和电枢电压可抑制再点火的发生。而烧蚀质量与电枢的功率消耗成比例,功耗的减少是有利的。

减小电流可用多种途径实现。为了保持弹丸的加速力 $F_s = \frac{1}{2} L_s I_s^2$ 不变,必须增大 L_s 。为此,可采用串联增强的办法(参见 2.4 节),把多匝导轨串联起来,由一个独立的电源供电,以增大导轨的电感梯度。例如,采用层叠式串联增强结构的导轨炮,其等效电感梯度与导轨匝(或对)数平方成正比。

减小电流还可采用前述的外场增强的办法实现,即使用与导轨紧密磁耦合的独立线圈,由另一电源馈电给线圈以激励出磁场。这样增大了磁场,从而可减小电流而维持加速力不变。

降低电枢电压不仅可抑制再点火,而且可提高电枢效率,这一直是人们追求的目标。除减小电枢电流外,尚有多种办法,如把易电离的物质作为“催化剂”加入电枢,以提高电导率;仔细控制等离子体的成分和温度等,来降低电枢电压。

采用 SRS 导轨炮 自从第一次观察到再点火现象以来,人们就想到用分段导轨炮来消除这种损失机制。这是因为,当弹丸和等离子电枢从一段向另一段运动时,因各段独立供电,“下游”的导轨段电流不能流到“上游”的导轨段中,“上游”的电流路径被切断,再点火无法建立。但由于技术上的困难,这种方法至今尚未用实验证实。

帕克提出用 SRS 导轨炮以控制再点火。SRS 导轨炮就是单导轨面分段导轨炮,其原理

如图 2-15(b)所示。在洛斯·阿拉莫斯实验室的 MIDI-2 导轨炮上,这种方案的可行性得到证实^[15]。

采用分散储能导轨炮 采用分散储能导轨炮,也能控制再点火的形成,其原理如图 2-9 所示。由于这种结构,弹丸在膛内运动到某一储能段时,该段储能器才开始向电枢放电,在某一时刻仅导轨的一小部分参与传导满负荷电流,有利于控制再点火。另外,仔细调整每段储能器的电流波形,使之在再点火可能发生的区域,导轨电流接近为零。零电流导致零磁场,因而控制了再点火的发生。

提高击穿电压 中性区气体击穿电压的提高,可用增加粒子数密度或加入能增强介电强度的成分来实施。一般说来,击穿电场不大于 500V/cm,而在高速导轨炮中所产生的电场会超过 3000V/cm。将中性粒子数密度增加 10 倍就可满足要求。这可用以下几种方法实现:一是在膛壁覆盖活性材料涂层。一个 200~300μm 厚的涂层因气化将能增加相当的中性粒子密度;二是在材料中加入负电性原子,如在绝缘体的表面覆盖有 10% 锂氯化物的环氧层;三是从外注入冷气体。此法和二级轻气炮注入法雷同。

上述两大类控制再点火的诸方法仍在进一步发展中。SRS 和分散储能导轨炮看来最有希望,但其复杂的电气和机械问题必须很好地解决。研究新的陶瓷材料,以抗烧蚀,减小功耗,将在一个较长时期内仍受人们重视。还应指出,再点火控制技术与烧蚀紧密相关。应重视那种一举多得的技术,如以高于烧蚀阈的速度注入弹丸,既避免了烧蚀,又控制了再点火。

8.3.4 烧蚀对等离子体电枢性能的影响

理论上等离子体电枢和弹丸速度可根据下式计算:

$$v_r(t) = \frac{L_r}{2m_r} \int_0^t I^2(\tau) d\tau \quad (8-62)$$

然而,实测结果却明显地低于计算值。修正摩擦损失模型可使这种差异缩小,但它却不能提供速度损失的物理机制。

对等离子体电枢研究表明,根据因膛壁烧蚀电枢质量不断增加和高速时产生较大粘滞阻力这些事实,可合理地解释速度及加速度损失的现象。本节将讨论烧蚀对等离子体电枢性能的影响。

一、导轨—电枢系统的等效电路

在等离子体电枢和弹丸的运动方程中

$$\frac{d}{dt}[(m_r + m_a)v_r] = \frac{L_r I^2}{2} - \lambda_f \frac{\rho_a A_a}{2} v_r^2 \quad (8-63)$$

设因烧蚀的电枢质量变化率与功耗成正比,即

$$\frac{dm_a}{dt} = \alpha_a I v_r \quad (8-64)$$

以感性电源为例,导轨—电枢系统可用图 8-20 的集总参数等效电路表示。根据基尔霍夫定律,可得回路方程:

$$\frac{d}{dt}[(L_0 + Lx)I] + (R_0 + Rx + R_a)I = 0 \quad (8-65)$$

加速时,趋肤效应把电流限制在导轨表面的薄层内,其趋肤深度 δ , 用下式描述,即

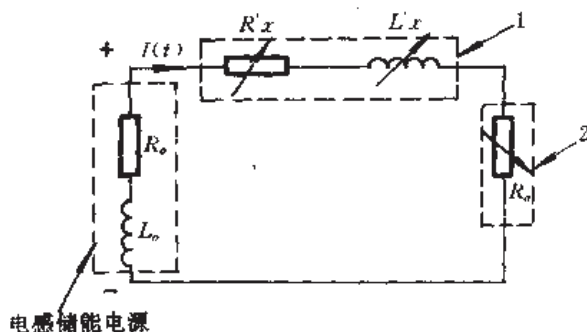


图 8-20 导轨-电枢集总参数等效电路

1—导轨; 2—电枢。

$$\delta_r(t) = \left(\frac{\pi t}{\mu_r \sigma_r} \right)^{1/2} \quad (8-66)$$

那末,

$$R(t) = \frac{2}{s \delta_r(t) \sigma_r} \quad (8-67)$$

式中 s 为两导轨间距, μ_r 为导轨磁导率。

等离子体电枢电阻

$$R_a(t) = \frac{U_a(t)}{I(t)} \quad (8-68)$$

式(8-63)至式(8-65)为非线性方程,其初始条件为:

$$I(0) = 0; \quad x(0) = 0; \quad v_p(0) = 0 \quad (8-69)$$

据此,可以求解等离子体电枢运动参数。

二、电枢中等离子体性质

为完整地描述等离子体,需同时解质量守恒、动量守恒、能量守恒方程组等。此处为了得到烧蚀系数 α_n 的物理解释,进行某些简化。为此,把等离子体电枢作为一个 $l_n \times s \times s$ 的立方体看待,其电导率均匀、磁场和压力等仅在 x 轴(速度)方向上变化,而等离子体温度、密度可用平均值代替。若设导轨高为 h ,单位高度电流密度为 $j = I/h$,以及在每一个计算时刻,等离子体可作为准静态近似,于是根据磁场的环路定律有:

$$\frac{dB}{dx} = -\mu_r \frac{j}{l_n} \quad (8-70)$$

在电枢前端($x=l_n^+$, 紧贴弹丸处),磁感应强度为零,积分式(8-70),得

$$B(x) = \mu_r j \left(1 - \frac{x}{l_n} \right) \quad (8-71)$$

在电枢尾端($x=0^-$),磁感应强度

$$B(0) = \mu_r j = \frac{\mu_r I}{h} \quad (8-72)$$

然而,式(8-70)仅适合无限高度导轨,上述结果过高地估计了磁场值,须引入系数 f_b 修正:

$$B(x) = f_B \mu_r j \left(1 - \frac{x}{l_a} \right) \quad (8-73)$$

f_B 可从实验测得的洛伦兹力 $(j/l_a) \times B$ 计算而得。

为了求得等离子体电枢压力,假定压力分布满足^[16]

$$\rho_a \frac{dv_a}{dt} + \frac{dp_a}{dx} = \frac{j}{l_a} B \quad (8-74)$$

在加速开始时,电流由零开始上升,加速度很小, dv_a/dt 可忽略,并将式(8-73)代入得

$$\frac{dp_a}{dx} = \frac{f_B \mu_r j^2}{l_a} \left(1 - \frac{x}{l_a} \right) \quad (8-75)$$

对于纯电磁力加速,在电枢尾端($x=0^-$)压力为零,于是解得

$$p_a(x) = \frac{f_B \mu_r j^2}{l_a} \left(x - \frac{x^2}{2l_a} \right) \quad (8-76)$$

在电枢前端($x=l_a$)处,等离子体施加于弹丸的压力

$$p_a(l_a) = \frac{f_B \mu_r j^2}{2} = \frac{f_B \mu_r I^2}{2h^2} \quad (8-77)$$

作用于弹丸上的力,在开始加速时,也用下式表达,即

$$F_s = \frac{L'I^2}{2} \quad (8-78)$$

两压力应相等,即

$$\frac{f_B \mu_r I^2}{2h^2} s^2 = \frac{L'I^2}{2} \quad (8-79)$$

于是求得 $f_B = \frac{L'h^2}{\mu_r s^2}$, 并算得平均压力

$$\bar{p}_a = \frac{f_B \mu_r j^2}{3} \quad (8-80)$$

以下再计算等离子体温度和电离度。假定电子、离子和中性原子温度相同,可由平均压力计算平均温度,其关系式

$$\bar{p}_a = n_e kT \left(1 + \frac{1}{Z} \right) \quad (8-81)$$

式中 n_e ——单位体积中电子数;

k ——玻耳兹曼常数;

Z ——平均电离度。

这儿, $Z = \frac{n_e}{n_e + n_0}$, n_0 为单位体积里中性原子数,并由萨哈公式(8-44)可得

$$\frac{Z^2}{1-Z^2} = \frac{kTK(T)}{\bar{p}_a} = K_0 \quad (8-82)$$

式中 $K(T)$ 由下式给出,即

$$K(T) = 2.4 \times 10^{21} T^{3/2} e^{-\frac{e^2}{kT}} \quad (8-83)$$

那末有

$$Z = \left(\frac{K_0}{1+K_0} \right)^{1/2} \quad (8-84)$$

进而,计算等离子体的密度 ρ_a 和长度 l_a 。如果忽略电子质量,并设每个中性原子质量

为 m_0 , 应有

$$\rho_a = (n_e + n_0)m_0 = \frac{n_e m_0}{Z} \quad (8-85)$$

由计算可得等离子体长度

$$l_a = \frac{m_a}{\rho_a s^2} \quad (8-86)$$

为了计算等离子体的电导率, 设 e 为电子电荷, m_e 为每个电子质量, ν_{ei} 为电子-离子碰撞频率, ν_{e0} 为电子-原子碰撞频率, 等离子体电导率^[17]

$$\sigma_a = \frac{n_e e^2}{m_e (\nu_{ei} + \nu_{e0})} \quad (8-87)$$

其中, $\nu_{ei} = 3.62 \times 10^{-6} n_e T^{-3/2} (\ln \lambda)$, $\nu_{e0} = 2.60 \times 10^4 r_0^2 n_0 T^{1/2}$, 并且 r_0 为中性原子半径, $\lambda = 1.23 \times 10^7 T^{3/2} n_e^{-1/2}$ 。等离子体电阻由下式给出

$$R_a = \frac{1}{\sigma_a l_a} \quad (8-88)$$

根据上述分析, 雷(Ray)进行了数值计算^[18], 取时间步长为 $5\mu s$, 所选用的导轨炮参数如表 8-5 所示, 计算的部分结果见图 8-21。

表 8-5 计算选用参数

参 数	数 值	参 数	数 值
I_0	135kA	R_0	650 $\mu\Omega$
L_0	13 μH	S	6.35mm
L'	0.5 $\mu H/m$	μ_r	$4\pi \times 10^{-7} H/m$
m_p	0.2g	σ_r	$0.58 \times 10^8 \Omega^{-1} m^{-1}$
U_a	200V		

图中, α_a 的单位为 g/MJ。由图可见, 烧蚀对等离子体电枢的影响是很明显的: 随着烧蚀系数的增加, 位移减小(即速度降低), 加速度减小, 温度 T 、电离度和电导率降低, 而密度与电枢长度增加。

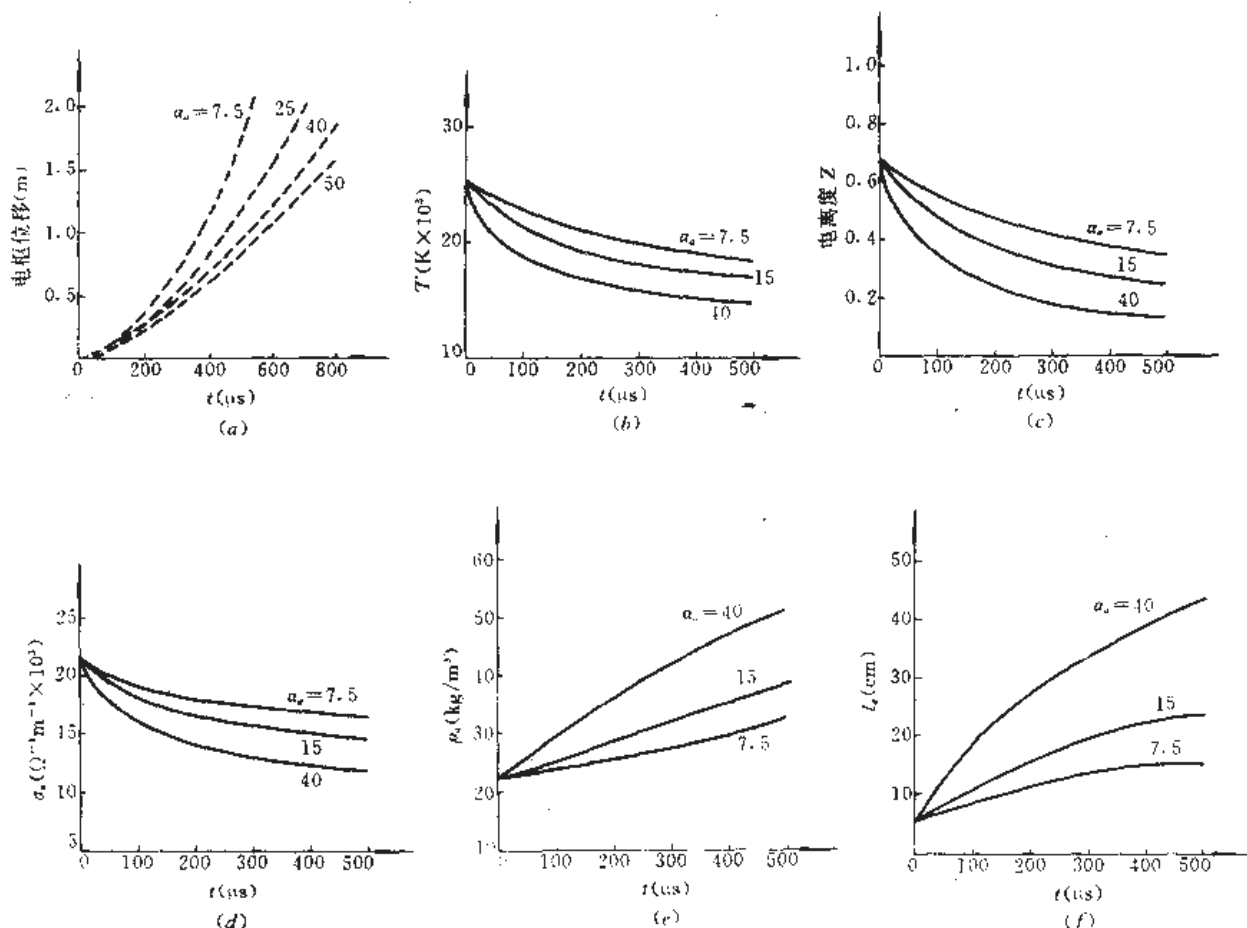
8.3.5 等离子体电枢的磁流体动力学特性

等离子体电枢的流体行为由磁流体动力学所决定。许多评价等离子体电枢特性的理论均假定在弹丸静止坐标系中一个零速电枢流动, 以此模型可算得等离子体各项参数。然而对于高速或异乎寻常的尺寸, 膛壁边界层的扰动就可能导致电枢内的对流现象, 其结果和零速流动假设明显不同。

等离子体电枢和导轨壁的相互作用, 导致携带电枢材料的湍流边界层和随后发生的旋涡形成, 如图 8-22 所示(为清楚起见, 图中夸大了旋涡截面)。

在每秒几千米的速度范围内, 取湍流阻力系数 $b_{aw} = 3 \times 10^{-3}$ 是合适的。近年的导轨炮实验证实, 在湍流边界层内, 对旋涡质量流动的质量流平衡, 形成了一个旋涡流速度 \bar{v}_s 。在方口径导轨炮中下式成立, 即

$$\bar{v}_s = 4v_p \delta_l / s \quad (8-89)$$

图 8-21 烧蚀系数 α_e 对等离子体性能的影响

(a) 电枢位移-时间曲线; (b) 温度-时间曲线; (c) 电离度-时间曲线;
(d) 电导率-时间曲线; (e) 密度-时间曲线; (f) 电枢长度-时间曲线。

式中 δ_i 为边界层厚度, 并有

$$\delta_i \approx b_{av} l_a \quad (8-90)$$

倘取典型的导轨炮参数 $s=1\text{cm}$, $l_a=6\text{cm}$, 则有 $\delta_i \approx 0.2\text{mm}$, 旋涡速度低于弹丸速度的 10%。如果忽略它们, 在某些情况下会引起实质性误差。

在弹丸静止坐标系内, 磁场依赖于常用的对流扩散方程

$$\frac{\partial B}{\partial t} + (\vec{v}_s \cdot \nabla) B = \frac{1}{\sigma_a \mu_r} \nabla^2 B \quad (8-91)$$

式中等离子体电导率 σ_a 取作常数。在准稳态 $\left(\frac{\partial B}{\partial t} = 0\right)$ 无旋涡流动情况下, $\nabla^2 B \approx \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = 0$, 就有

式(8-71) $B(x) = B(0) \left(1 - \frac{x}{l_a}\right)$ 的结果。

若考虑旋涡及其对流流动, 有

$$\vec{v}_s \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{1}{\sigma_a \mu_r} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} \quad (8-92)$$

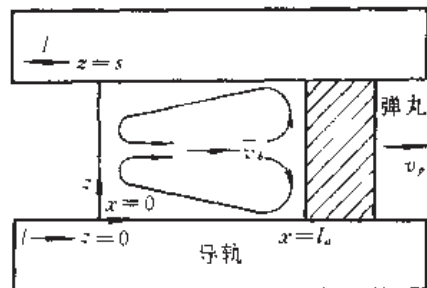


图 8-22 弹丸坐标系中电枢的对流图

解得

$$B(x) = B(0)[1 - e^{\lambda(x-l_0)}]/(1 - e^{-\lambda_0}) \quad 0 < x < l_0 \quad (8-93)$$

这儿, $\lambda = \bar{v}_0 \mu_r \sigma_a$

对于 $\lambda_0 < 1$, 磁感应强度 $B(x)$ 的解趋近于式(8-71)。对于 $\lambda_0 > 1$, 求得电流的分布

$$I_0(x) = I_0(0)e^{\lambda(x-l_0)} \quad 0 < x < l_0 \quad (8-94)$$

电枢电流集中在电枢前端(靠近弹丸处), 并非均匀分布。而上一节的分析均以电流均匀分布假设为出发点, 这样必然会引起一系列连锁反应, 导致压力分布、电枢长度、电枢电阻等的明显改变。

$\lambda_0 = 1$, 即 $\bar{v}_0 \mu_r \sigma_a l_0 = 1$ 为转变点, 可求得相应的临界速度

$$v_c \approx 6.6 \times 10^4 \text{ s} / (\sigma_a l_0^2) \quad (8-95)$$

当弹丸速度大于此值时, 边界层涡流及对流现象不应忽略。对于大电流小口径的导轨炮, 这个转变点能在一个令人意外的中等速度出现。不妨取 $I_0 = 500 \text{ kA}$, $s = 1.26 \text{ cm}$, $\sigma_a = 5 \times 10^2 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, $l_0 = 6.5 \text{ cm}$, 计算可得 $v_c \approx 4 \text{ km/s}$ 。

8.3.6 等离子体电枢模型综述

自从澳大利亚国立大学的拉希利和马歇尔成功地进行了用等离子体电枢的导轨炮实验后, 各种等离子体电枢模型应运而生。建立这些模型, 首先是为解释种种现象, 以期和实验结果相符合。随着实验数据的积累和对等离子体电枢的深入研究, 预测某些参数的模型也纷纷出现。这里不可能详细地列举所有模型, 仅简要地介绍部分有代表性的类型, 以了解其特点, 把握其发展动向。

现代导轨炮已达到前所未有的水平。斯隆(Sloan)^[19]根据大量实验数据, 分析各种模型, 概括了等离子体电枢导轨炮典型参数范围, 见表 8-6。

表 8-6 等离子体电枢导轨炮典型参数范围

符 号	物理意义	取值范围
l_0	炮管长度	1~5 m
s	两导轨间距、口径	约 1cm
m_0	弹丸质量	1~1000g
v_0	弹丸炮口速度	5~10km/s
I_0	导轨峰值电流	100~1000kA
B	磁感应强度	10~100T
m_a	电枢质量	10~100mg
l_a	电枢长度	约在 10cm 以上
T	电枢温度	20,000~50,000K
n_a	单位体积粒子数	$10^{20} \sim 10^{21}/\text{cm}^3$
\bar{N}_{av}	每秒平均碰撞次数	约 10^{11}
$\bar{\lambda}_{av}$	碰撞平均自由程	约 10^{-7} cm

一、磁场扩散模型

在扩散方程式(8-91)里, 若 \bar{v}_0 很小(可忽略), 并设磁扩散系数 $\beta_m = \frac{1}{\mu_r \sigma_a}$, 得

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \beta_m \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} \quad (8-96)$$

在输入电流 I 突然减小时,磁感应强度 B 降低。因扩散在有限时间内将改变磁场分布,等离子体却不能紧跟这一变化,导致反向的感应电流,以维持等离子体中磁场不变。根据安培定律,就产生了反向的力

$$F_x = -j_z B_y = \frac{B}{\mu_r} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (8-97)$$

从磁场扩散的观点看,正是这个反向力使主等离子体区拉长,并分段、分片。这种解释和 8.3.2 节的物理机制不同。

为了估计此反向力的大小,不妨设输入电流 $I(t)$ 为三角波,在时间 τ_r 内线性增加,而在时间 τ_d 内又线性衰减为零,又设电枢长度大于扩散长度 $2\sqrt{\beta_m t}$ 。可解得

$$\begin{cases} B(x, t) = \frac{t}{\tau_r + \tau_d} f(\zeta) \\ \zeta = (l_0 - x) / \sqrt{\beta_m t} \end{cases} \quad (8-98)$$

式中 $f(\zeta)$ 有赖于电流波形的特定形式,并令 \bar{p}_{am} 为作用在等离子体尾部的压力峰值,代入式(8-97)得

$$F_x = \frac{\delta \bar{p}_{am}}{\sqrt{\pi \beta_m \tau_r}} \cdot \frac{(\tau_r + \tau_d - t)}{\tau_d} \left[\sqrt{\frac{t}{\tau_r}} - \frac{\tau_r + \tau_d}{\tau_d} \sqrt{\frac{t - \tau_r}{\tau_r}} \right] \quad (8-99)$$

和扩散时间

$$t^* = \tau_r + \frac{\tau_d^2}{2\tau_d + \tau_r} \quad (8-100)$$

进一步分析表明,此模型在低烧蚀的情况下更为有效。

二、早期等离子体电枢特性分析模型

等离子体电枢导轨炮的实验成功,促使美国陆军研究和发展司令部组织专人建立分析等离子体电枢特性的模型。它们的特点是:从流体力学的质量守恒、动量守恒、能量守恒方程出发,结合麦克斯韦方程组、洛伦兹力表达式,作了一些假设和简化,从而建立了等离子体电枢的加速度、温度、压力、电枢长度等的定量描述方程。

这些模型初步解释了实验中的现象。值得一提的是,计算结果和澳大利亚国立大学的导轨炮、西屋电气公司导轨炮实验数据相比较,其预测的加速度比实测数据高一倍。正是这一点促使人们对烧蚀、粘滞阻力等所造成的速度损失作深入的探讨。

三、考虑等离子体内库仑力作用的模型

大多数模型假设等离子体是理想的,其密度足够低,以致电子和离子间的库仑力作用远小于粒子间热运动作用。然而在高密度或低温情况下,这一假设的正确性受到怀疑。此时,库仑力作用强烈影响等离子体性质,称为非理想等离子体。导轨炮等离子体常划为非理想的范畴,用理想的等离子体模型计算热动力学和电动力学特性往往会造成较大的误差。

巴滕等考虑了非理想效应^[20],提出了一组计算等离子体状态、内能、电枢电导率等的方程,修正了德拜-赫克尔(Debye-Hückel)模型。其结论是:非理想等离子体理论给出的电

导率低于斯皮策公式。在给定的温度、密度条件下,非理想效应导致等离子体压力的减少。通常,非理想等离子体理论预测的电离电位较低,也即预测的电离度较高。

四、两维磁流体动力学模型

等离子体电枢模型中往往采用一维假设。无疑,这在大多数情况下是正确的。若考虑二维情况,结果又如何呢?许尔特(Huerta)等提出了自己的见解^[21]。

这种模型给出了令人感兴趣的结果,用它预测了等离子体尾部“两维起皱”现象,其数值计算结果如图 8-23 所示。由图可看出,这种“起皱”现象可能破坏等离子体流体的稳定性,造成等离子体内对流传输和尾部分离的现象。

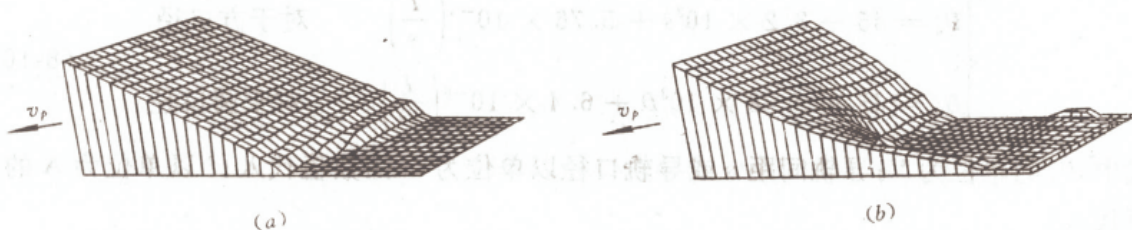


图 8-23 压力 $P(x, z)$ -时间曲线
(a) $t = 5.0 \times 10^{-5} \text{ s}$ 后; (b) $t = 7.5 \times 10^{-5} \text{ s}$ 后。

五、考虑瞬态效应的模型

早期的理论分析均用准稳态近似模拟评价等离子体电枢行为。不幸的是,许多现象,如电枢点火(金属丝、箔形成等离子体电枢的短暂过程),具有明显的瞬态特征。罗兰德等探讨了等离子体电枢中的瞬态现象^[22],指出扰动后建立稳态的过渡过程时间约为 $10 \mu\text{s}$,和导轨炮的加速过程几毫秒相比,时间很短,必须加以考虑。进而,对三种瞬态现象(弹丸起动,电枢点火和电枢再点火)进行了模拟计算。其结果表明,弹丸加速度、电枢电压、电枢长度呈现明显的阻尼振荡。电枢长度的振荡周期为 $\frac{3l_{eq}}{C}$,其中 l_{eq} 为等效电枢长度, C 为声速。

六、通过实验测定建立电枢电压的半经验模型

导轨炮电枢电压是影响系统性能的关键参数之一,它可以预测导轨炮的效率和速度。

在大口径炮中,随着口径 D 的增加,硬件和电源的成本以 D^n (其中 $2 < n < 3$) 的比例上升,确定电枢电压这一关键参数其价值就更大了。

根据大量实验数据,首先假定电枢电压 U_a ,两个导轨和等离子体间接触电压 U_d 和电场强度 $E(j)$ 、两导轨间距离 s 有如下关系:

$$U_a = U_d + E(j)s \quad (8-101)$$

由于很难把探头插入到等离子体中,也由于等离子体和导轨炮间状态难以复现,测量接触电压是困难的,以往多假定其在 $20 \sim$

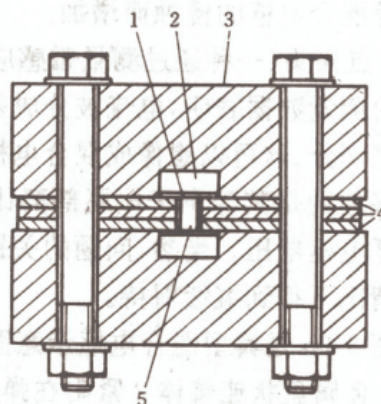


图 8-24 测定接触电压的模拟装置

1—可更换的导轨表面层;2—导轨;
3—本体材料 G-10;4—垫片;5—放电通道。

120V 之间。在小口径炮中,接触电压所占比例颇大,这一假定更显得不准了。帕克通过稳态模拟的办法测定接触电压^[23],其实验设备如图 8-24。

在此装置中,用不同的垫片改变两导轨间距离,模拟不同口径导轨炮,改变导轨尺寸模拟典型导轨炮电感梯度,并用 L-C 外电路放电模拟导轨炮典型的电场强度 $E(j)$ 的变化范围等。每次实验测定后,更换部件 1,就可进行多次测量。

显然,在式(8-101)中,对同一电流密度 j ,即同一电场强度 $E(j)$,改变垫片 4,测得一系列 U_c 。进而在不同电流密度下,重复上述测定,所得线性函数的平均截距即为接触电压 U_c 的平均值,结果得 $U_c = 45V$,而且下式成立,即

$$\begin{cases} U_c = 45 + 3.2 \times 10^3 s + 5.76 \times 10^{-6} \left(\frac{I}{s} \right) & \text{对于方口径} \\ U_c = 45 + 2.88 \times 10^3 D + 6.4 \times 10^{-6} \left(\frac{I}{D} \right) & \text{对于圆口径} \end{cases} \quad (8-102)$$

式中, U_c 的单位为 V; 导轨间距 s 或导轨口径以单位为 m 的数值代入; I 以单位为 A 的数值代入。

8.4 混合电枢

固体电枢的实验表明,由于温度升高引起的烧蚀和摩擦等的共同作用,固体电枢就会转变成一种混合体,即金属固体和包在它外面的等离子体所组成的混合体,这就是混合电枢,如图 8-1 所示。然而人们希望从主观上控制它的产生和性能,以克服等离子体电枢的不足。

混合电枢的实验数据虽然不多,但事实已表明它们是很重要的。在铝混合电枢的实验中,固体部分侵蚀很快,计算其质量烧蚀系数约在 $1.7 \times 10^{-7} \sim 3.3 \times 10^{-7} \text{kg/J}$ 范围,此值为铝材料气化损失系数的两倍。人们推断,在混合电枢中金属因温升而熔化是其质量损失的重要机制。

混合电枢的电枢电压约在 50~250V 之间。较长的混合电枢有较低的电压降,而电枢电压随混合电枢的侵蚀而增加。

B 点探头(一种通过测量磁感应强度 B 的变化率而测定电流的微型传感器)和光纤传感器的测量数据表明,电流被分成差不多相等的两部分:混合电枢部分和数厘米长的等离子体尾部分。这可以想像成混合电枢如同一个固体导体埋入一个等离子体电枢中一样。令人感兴趣的是其等离子体尾部要比纯等离子体电枢短 5~10cm,这一点有利于减少烧蚀和降低电枢电压。当然,问题的关键在于,混合电枢的优势将在导轨炮口径多大和速度多高的情况下得到继续保持。

图 8-25 是典型混合电枢示意图。图中两箭头分别表示混合电枢电流和等离子体电流方向。金属盘状连接体 2 紧附在弹丸 7 底部,作为混合电枢的导体连接部分。作为等离子体的“种子”3,位于金属盘状连接体 2 和导轨 6 之间。在几百伏电压下,电流首先通过种子 3、导体金属 4 和金属盘状连接体 2。由于热效应,种子熔化、气化变为 2 和 6 之间的等离子体刷,完成了向混合电枢的转变。经一定时间后,部分熔化的金属盘状连接体馈入其后,形成等离子体尾部。一般说来,最后演变成为一个混合电枢和等离子体串接的电枢

(图 8-25)。

对混合电枢的研究,目前主要采用实验方法进行。最佳的混合电枢设计^[24]应该考虑以下因素:金属电枢长度对炮膛尺寸比;初始等离子体刷厚度;金属电枢形状,如盘形、柱形、锥形等;电枢材料,如铝、锂、镁、铜、钨等;等离子体种子设计等。图 8-26 是为进行混合电枢实验研究的弹丸结构。

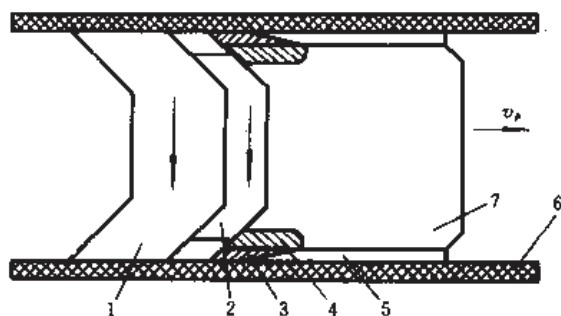


图 8-25 混合电枢示意图

- 1—等离子体;2—金属盘状连接体;
3—等离子体种子;4—导体材料;
5—绝缘体;6—导轨;7—弹丸。

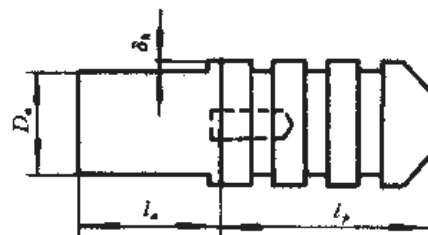


图 8-26 实验用混合电枢-弹丸组件

图中, l_p 为弹丸长度。弹丸用聚碳酸酯制成,有密封气体的作用。 l_s 为金属电枢长度,它通过螺栓牢固地和弹丸连接成一体。 D_s 为金属电枢直径,它小于弹丸直径。 δ_s 为金属电枢和炮膛间隙,其间可放置等离子体种子,以“点燃”等离子体刷。这种结构,只要更换金属电枢部分,就可进行混合电枢的最佳参数实验。如电枢部分长度可选择 l_s (10mm), $0.75l_s$, $0.50l_s$, $0.25l_s$; 间隙 δ_s 可选择窄间隙 (0.5~1mm)、中等间隙、宽间隙。

所记录的电枢电压波形表征了混合电枢形成的各阶段,如图 8-27 所示。图中,在较高的电压下,流过等离子体种子、金属电枢的电流促使转换开始。2 区意味着有限的等离子体出现。电枢电压降到 150V,表明已处于混合电枢的工作状态。由于金属电枢和导轨的烧

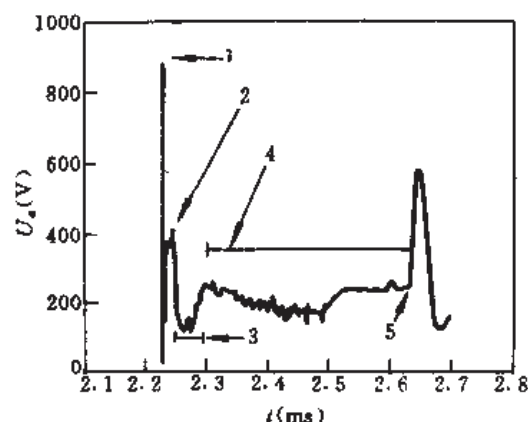


图 8-27 某种混合电枢的电压波形

- 1—转换开始;2—有限的等离子体工作方式;3—混合电枢方式;
4—混合电枢、等离子体电枢串接方式;5—出炮口。

蚀, 间隙增大, 电枢电压又升高到 240V, 尔后为等离子体电枢箝位, 电压降低到 200V 左右, 说明电枢工作在混合电枢和等离子体电枢串接的状态, 直至弹丸出炮口。

实验证实^[24], 电枢长度 l_a 较短时, 其电流分布有减少膛壁烧蚀和改善电枢稳定性的潜力; 混合电枢导轨炮相对等离子体电枢而言, 降低了电枢电压; 窄间隙混合电枢, 电枢电压更低; l_a 较短的混合电枢有良好的电枢效率。进一步研究指出, 由混合电枢所提供的金属蒸气种子有利于电流分布的稳定, 防止再点火, 并能减少加速度损失。实验表明, 混合电枢是改进等离子体电枢性能的有效途径之一。

8.5 过渡电枢

前已指出, 为了避免等离子体电枢在低速区段发生再点火, 减少烧蚀, 常采用前级炮提高弹丸注入速度的办法, 但这无疑增加了系统的复杂性。如果采用过渡电枢, 在低速区段充分利用固体电枢的优点, 在达到一定速度时使它过渡到等离子体电枢, 就可兼二者之所长, 并省去了前级注入设备。问题的关键是, 在什么时候完成过渡最有利。

固体电枢向等离子体电枢的过渡是伴随着温度的升高(同时速度也增大)而逐渐完成的。当温度小于熔化温度时, 固体电枢仍呈固态; 温度升高到熔化温度附近, 成为一种软固态; 随着温度继续升高但小于汽化温度时, 呈现固体—液体两相混合; 温度达到气化温度时, 液体金属开始气化成为金属蒸气; 随着温度的继续升高, 就成为等离子体电枢。

既然温度的升高总伴随着速度的增大, 而采用 VISAR(一种激光速度干涉仪)^① 可连续监测电枢速度变化, 那么以转换速度 v_a 作为判据, 判断固体电枢向等离子体电枢过渡就是合理的。转换速度定义为: 因温度升高, 固体电枢表面开始熔化所对应的速度。此速度越大越有利, 这就是最大转换速度判据。过渡电枢的分析和设计就是如何提高转换速度 v_a (见图 8-28)。

图 8-28 表示的仅是常用的 V 形固体电枢和导轨界面附近的位置关系。由于速度趋肤效应, 电流仅在趋肤深度中流过。图中, δ_r 为导轨的趋肤深度; δ_a 为电枢的趋肤深度; δ_c 为接触界面的趋肤深度。根据速度趋肤效应的经典分析, 约有 63% 的电流在趋肤深度中流过。显然趋肤深度越大, 电流的焦耳热效应越小, 转换速度 v_a 也就越大。这样, 可以尽可能地增大趋肤深度。分析表明^[25], 趋肤深度与电枢材料电阻率 ρ_a 和导轨材料电阻率 ρ_r 的相对比值有关, 即有以下关系式

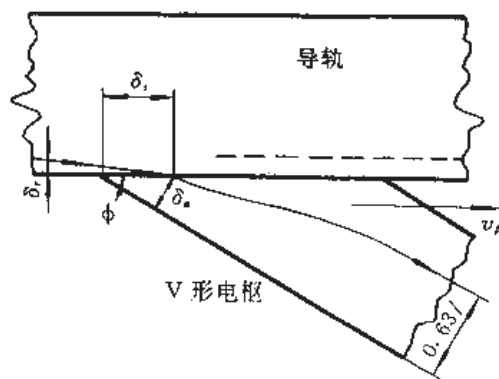


图 8-28 从固体电枢趋肤深度分析转换速度

① VISAR 为用于任意反射表面的激光速度干涉仪, 是英文 Velocity Interferometer System for Any Reflector 的缩写。作为一种术语, 它已成为一个通用的专业名词。本处及下文中, 均按专业习惯以 VISAR 称呼其名。

$$\begin{cases} \delta_r = \alpha_r \rho_a \\ \delta_a = \alpha_a (\rho_a^2 / \rho_r) \\ \delta_s = \alpha_s (\rho_a^2 / \rho_r) \end{cases} \quad (8-103)$$

式中 $\alpha_r, \alpha_a, \alpha_s$ 为比例常数。如果导轨材料为铜, 选用钼或钨作电枢材料, 则趋肤深度可达 $2 \sim 4\text{mm}$ 。

转换速度还与弹体质量 $m = m_a + m_r$ 、电枢焦耳热能量密度 $c_a T$ 、角度 ϕ 有关^[25], 即

$$v_u = \alpha_v \left[\frac{(c_a T)^{1/3} \cdot \rho_a}{m^{1/3} \phi^{2/3} \rho_r^{2/3}} \right] \quad (8-104)$$

式中 α_v ——比例常数。

在这种情况下, 减小电枢质量, 采用高比热材料作电枢, 对提高转换速度是有利的。

此外, 从转换速度定义可知, 采用高熔点的材料作导轨和电枢, 或者将导轨表面覆盖一层适当厚度高熔点材料, 也能提高转换速度。

根据上述分析, 可先进行一些估算。如果采用铝和铜分别作为电枢、导轨的材料, 其转换速度预测为 0.5km/s 左右, 此值太低。实验也表明, 这种材料的过渡电枢不能达到很高速度。若电枢和导轨表面覆盖层的电热特性类似于钼、钨, 则其转换速度约为 2km/s 。这种过渡电枢导轨炮最大速度容易达到 3km/s , 对于一个 2kg 的弹丸, 其动能将达到 9MJ 。

8.6 线圈炮电枢和电枢电刷

在第三章中, 已经指出了线圈炮有许多优点, 但其主要缺点是大电流工作时发热严重, 电磁力和机械载荷过大, 而这又与电枢电流的分布密切相关。对线圈炮电枢, 应从电流分布着手, 针对其主要缺点, 进行电枢的物理特性分析, 以期改进线圈炮的性能。

如前所述, 弹丸线圈就是线圈炮的电枢。它们都是固态良导体环形结构, 自成圆形载流电路, 与作为炮管的驱动线圈并无电回路联系。它们或是金属圆筒状, 或是一个多匝线圈, 所呈现的电流分布、温度分布不尽相同, 机械强度也有差异。可采用类似第三章 3.7 节的方法进行分析。

8.6.1 电枢的电和热载荷

在轴对称的感应线圈炮中, 根据单级脉冲感应线圈炮的电路耦合方程和运动方程组, 即式(3-120)、式(3-121)和式(3-106)、式(3-124), 可以进行求解。若把方程组从两个互耦合的回路推广到 N 个, 便得到一个具有普遍性的数学模型。根据给定的电压波形和初始条件(驱动线圈和电枢的电流、温度以及电枢的位置和速度), 采用龙格—库塔法, 就可求解方程组。

美国德克萨斯大学机电中心采用了上述方法, 在一个特定的一级感应线圈炮上, 对金属圆筒电枢和多匝电枢进行了模拟计算^[26], 其物理模型参数见表 8-7。

表 8-7 模拟计算所用物理模型参数

驱动线圈		电 枢		电 源	初始条件
内径	1.5cm	内径	1.1cm	$U_a = -20000V$	驱动线圈电流 0A
外径	2.0cm	外径	1.4cm	$C = 125\mu F$	电枢电流 0A
长度	5.0cm	长度	5.0cm		电枢速度 0m/s
匝数	10	匝数	单匝圆铜		温度 293K
材料	铜编织线	材料	铝		电枢位置 1.0cm
电阻率	$1.72 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$	电阻率	$2.80 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$		
温度系数	$3.93 \times 10^{-3} \Omega/K$	温度系数	$4.03 \times 10^{-3} \Omega/K$		
		电枢质量	0.0318kg		
		总发射质量	0.1kg		

计算结果表明,电枢电流均匀分布的假设是不正确的。感应电流集中于金属圆筒电枢的后部,该处因电流密度大而产生很高的温升,致使效率降低,见图 8-29。此外,金属圆筒电枢在达到峰值速度后,出现减速。这种称之为“电枢截获”(armature capture)的现象,对电枢运动也是不利的。

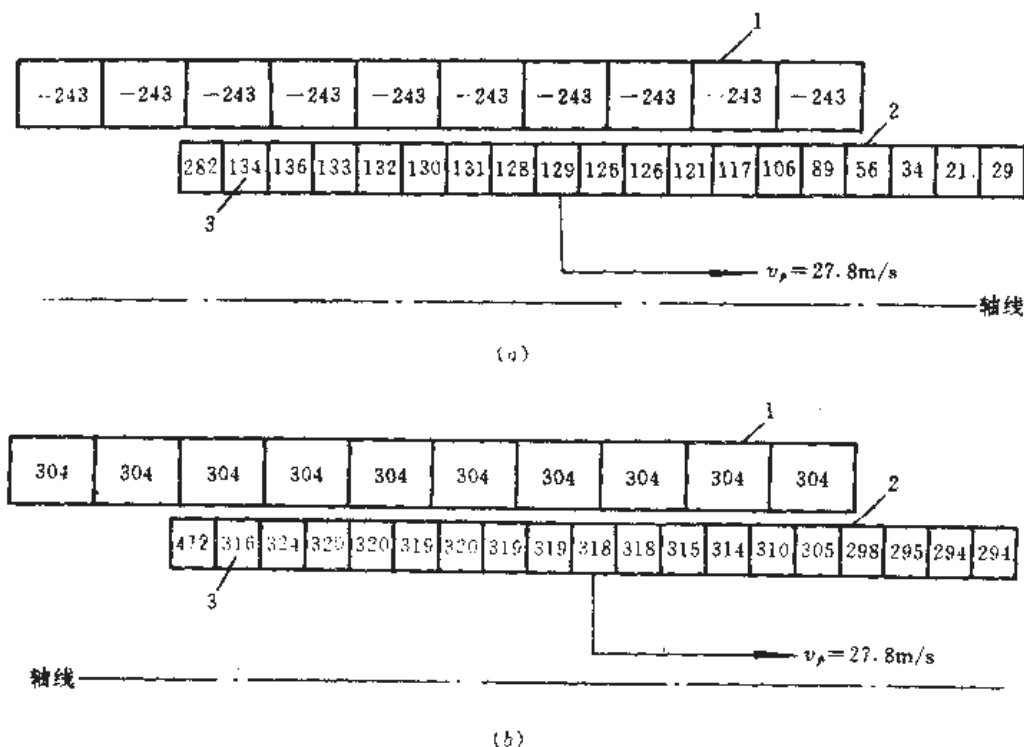


图 8-29 金属圆筒电枢电流和温度分布

(a) 电流分布 ($t = 15.5 \mu s$, 单位 kA); (b) 温度分布 ($t = 15.5 \mu s$, 单位 K)。

1—驱动线圈; 2—筒状电枢; 3—电流丝之一(共 19 条)。

对多匝线圈电枢进行类似的电磁有限元分析,结果表明,电流轴向分布异常均匀,因而电流密度低,最大温升可小一个量级。例如,在多级加速线圈炮中,每级温升小于 15K,效率可达 40%。因此,我们有理由抛弃“感应线圈炮采用金属筒状电枢好”的传统概念,而采用多匝线圈电枢。然而不幸的是,多匝线圈电枢工艺要复杂些,在高速发射时,必须承受

巨大力的作用,其机械设计和制造将成为关键。

8.6.2 多匝线圈电枢的机械结构

为了构成电流回路,感应线圈炮的多匝线圈电枢必须自身短路。它可用长导线绕制,首尾在电枢中心线上互连,如图 8-30(a)所示;也可用两个绕组叠成双层,在电枢两端面互连,如图 8-30(b)所示。

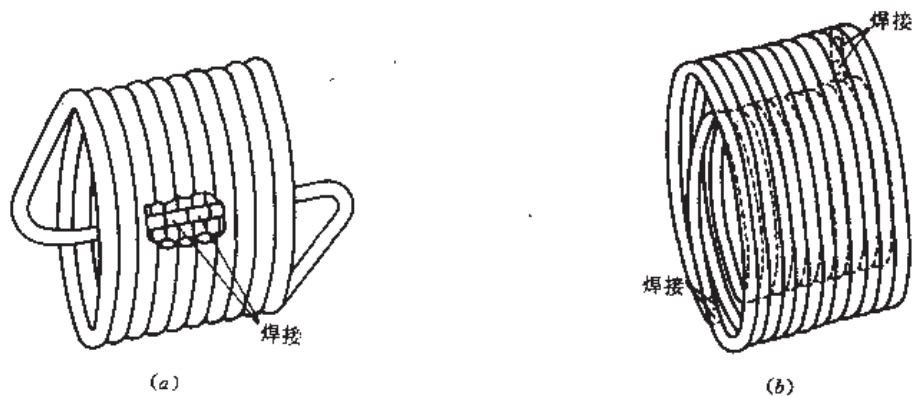


图 8-30 多匝线圈电枢

(a)单层中心短接;(b)双层端面短接。

就其受力情况而言,沿轴向大的加速力,试图剪切绕组。而驱动线圈和电枢间空气隙的轴向磁场 B_z ,产生一个作用在电枢上的径向压力 p_r ,即

$$p_r = B_z^2 / (2\mu_0) \quad (8-105)$$

只要电枢绕组相对薄,用此式计算有较高的精度。

为使绕组导体在其间连接,电枢的支撑结构也应是筒状的。这样,支撑结构的强度减弱。由外压力作用在实心圆柱体上引起的应力为 $\sigma_{max} = p_r$,而作用在筒柱支撑结构上的应力 $\sigma_{max} \geq 2p_r$ 。如果出现屈服时,冯米西斯应力相当于支撑结构上屈服应力。在筒状支撑结构上最小冯米西斯应力($2p_r$)是应力集中的结果,它使许用磁场减少 40% 以上。由此,采用双层端面短接的多匝电枢,可用实心圆柱作其支撑结构。此时 $\sigma_{max} (= p_r)$ 可减少一半,许用磁场相应提高。

从提高炮的性能和加速效果考虑,多匝电枢材料宜选用密度小的良导体,其中常采用铝编织线。往往把铝编织线绕在铝支撑圆筒上,然后用环氧树脂封固。有时为使编织线处于“流体静力学”受力状态,使冯米西斯应力降低,可把环氧封固组件用一钢套约束起来。一个好的约束套将对绕组处处提供刚性支撑,从而使绕组处于类似于流体静力学的受力状态,起到了类似实心圆柱支撑的作用。

显然,制造这类电枢比金属筒状电枢复杂。铝编织线通常用绝缘带(如玻璃纤维)包裹,绕在支撑圆筒上,然后把两端的编织线展平,焊接在一起,最后把整个组件放到真空铸模内,充填环氧,对之抽真空,在 266Pa 压力下保持 2h,然后烘烤 24h 以固化。

多匝线圈工艺虽然复杂,但性能却较金属圆筒电枢优越,权衡得失,仍不失为一种有前途的线圈炮电枢。

8.6.3 电枢电刷的理论分析

在电刷换向线圈炮中,是利用电枢上的电刷与输电导轨和驱动线圈匝引出端的接触来馈电的。有时,在用气体推动活塞压缩磁通作电源的导轨炮中,活塞上也安置电刷,以与导轨接触。电刷性能的好坏直接影响炮的性能。线圈炮对电刷的要求特别高,这是因为高的电刷速度意味着允许更大的电流密度。另外,接触点过热将使电刷材料迅速地消耗掉。

为分析各种电刷速度和电流密度的极限,通常把接触点打火引起电弧的温度,即电刷材料的熔化温度作为电刷温度极限 T_{bl} 。接触点处的电流密度是摩擦速度以及接触点尺寸相关的焦耳热的函数,也是电刷压力等的函数。以电刷极限温度为判据,不同类型、结构的电刷则有不同的理论性能极限。下面将讨论几种类型的电刷:单块状金属—石墨电刷,具有弹性触点的金属箔式或纤维电刷,以及利用量子力学隧道效应原理的量子力学 (Quantum Mechanical, 缩写为 QM) 电刷,并分析它们的性能、速度和温度极限。

经典的滑动接触温升理论认为,当电刷以速度 v_s 运动,在半径为 r_s 的圆形接触面上的温度增值。

$$\Delta T_b = \frac{q_b r_b}{\lambda_1 / Z + \lambda_2} \quad (8-106)$$

式中 q_b ——接触面上的热流密度;

λ_1 ——接触电刷的基底材料的热导率;

λ_2 ——电刷材料的热导率;

Z ——相对滑动速度 v_{sr} 的函数。

当以 ρ_1^*, c_1 分别表示基底材料的密度和比热时,基底材料的热扩散率 $k_1 = \lambda_1 / (\rho_1^* c_1)$ 。令特征速度 $v_{b0} = k_1 / r_b$, 又有

$$v_{sr} = \frac{v_b}{v_{b0}} = r_b v_b / k_1 \quad (8-107)$$

分析指出,在 6% 的误差内,可把 Z 表示成:

$$\begin{cases} Z = 1 - \frac{0.3v_b}{v_{b0}} & (v_b \leq v_{b0}) \\ Z = 1.125 \left[\frac{v_{b0}}{v_b} - \left(\frac{v_{b0}}{2v_b} \right)^2 \right]^{1/2} - \left(\frac{v_{b0}}{4v_b} \right) & (v_b \geq v_{b0}) \end{cases} \quad (8-108)$$

为了评价温升 ΔT_b , 必须确定 q_b 和 r_b 。因塑性接触或弹性接触有所不同,也随摩擦热还是焦耳热而异,且导电面积不一定与载荷支撑面相同。由于通常仅对性能极限感兴趣,所以可假设电刷界面处处接触均匀,以致载荷支撑面全部传导电流。早期研究表明,对于非常小的接触点,点周围的电子隧道,将增加载流面积。

对于全塑性接触,如果电刷两种材料中硬度较低的压缩硬度为 H , 单位面积上有 n 个接触点,宏观的电刷压力为 p_b , 则平均接触半径

$$r_{bp} = [p_b / (\pi n H)]^{1/2} \quad (8-109)$$

对于全弹性接触,载荷支撑面半径

$$r_{be} \approx 1.1 [p_b r_{bc} / (n E_s)]^{1/3} \quad (8-110)$$

式中 r_{bc} ——凹凸不平接触面上的微粒半径;

E_s ——平均杨氏模量。

$$\frac{1}{E_b} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_{b1}} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_{b2}} \quad (8-111)$$

式中, ν_1 、 E_{b1} 分别为基底材料的泊松比和杨氏模量; ν_2 、 E_{b2} 分别为电刷材料的泊松比和杨氏模量。

对于纤维电刷、QM 电刷, 实际载流面积将增加, 其等效半径

$$r_Q = Kr_b \quad (8-112)$$

$$\text{其中} \quad K^2 = 1 + (s_0/d)(2afE_b/p_b) \quad (8-113)$$

式中 d ——纤维的直径;

f ——纤维覆盖界面的电刷/基底的百分比;

a ——每根纤维的接触点数(典型值为 1);

s_0 ——隧道效应跨越的平均宽度(约为 $5 \times 10^{-10} \text{m}$)。

现在求热流密度 q 。在接触处的热流是由摩擦和电加热引起的, 而电加热又由表面膜层电阻和膜层后面压缩部分电阻产生, 因此

$$Q_b = Q_{bf} + Q_{bs} + Q_{bc} \quad (8-114)$$

式中 Q_{bf} ——摩擦产生的热量;

Q_{bs} ——表面电阻产生的热量;

Q_{bc} ——表层下压缩部分电阻产生的热量。

仿此, 温升极限 ΔT_m 由相应部分组成:

$$\Delta T_m = \Delta T_f + \Delta T_s + \Delta T_c \quad (8-115)$$

每单位接触面积输入的摩擦热流量密度

$$\begin{cases} q_{bf} = \mu_f \bar{p}_{bf} v_b & (\text{塑性接触}) \\ q_{bf} = \mu_f \bar{p}_{bc} v_b & (\text{弹性接触}) \end{cases} \quad (8-116)$$

式中 μ_f 为摩擦系数。同时也可推得

$$\begin{aligned} q_{bs} &= \rho_s J^2 / (n^2 \pi^2 r_b^4) \\ q_{bc} &= (\rho_1 + \rho_2) J^2 / n^2 \pi^2 r_b \end{aligned} \quad (8-117)$$

式中 J ——电流密度;

ρ_s ——表面膜的面电阻率;

ρ_1 ——基体材料电阻率;

ρ_2 ——电刷材料电阻率。

对各类电刷, 可类似导出相应公式, 其结果归纳在表 8-8 中。表中, 由于乘积项 Zv_{br} 经常出现, 故以 $Y = Zv_{br}$ 表示之。倘把各参量公式作成曲线^[27], 则对设计来说更为方便。

理论推导的电刷性能极限是留有余量的。在同样压力 p_b 下, 摩擦发热正比于纤维直径 d , 且纤维变细时, 所需压力也减小。因此, 金属细纤维电刷的机械损耗是很小的, 而且表面电阻和体电阻也很小。在这种情况下, 金属纤维电刷和 QM 电刷的性能最好, 它们能用来解决线圈炮(或其它场合)中电刷换向的问题。

表 8-8 适用于单块电刷、箔片电刷、纤维电刷、QM 电刷的公式汇总

电刷种类及应用范围	摩 擦 热		电 加 热	
	特征速度	ΔT_f	特征速度	ΔT_e
一般情况	$\frac{k_1}{r_b}$	$\frac{\mu k_1 p_b}{\lambda_1/Y + \lambda_2/v_b}$	$\frac{k_1}{r_b}$	$\frac{J^2 \rho_e}{(\lambda_1/Z + \lambda_2)\pi^2 \pi^2 r_b^2}$
单块和箔片电刷 (塑性点, $v_b \gg v_{b0}$)	$k_1 \sqrt{\pi \pi H/p_b}$	$\frac{\mu_f H}{\lambda_1 + \lambda_2} \sqrt{\frac{p_b}{\pi \pi H}} \cdot v_b$	$k_1 \sqrt{\pi \pi H/p_b}$	$\frac{J^2 \rho_e}{(\lambda_1 + \lambda_2) \pi \pi p_b/H}$
单块和箔片电刷 (弹性点, $v_b \ll v_{b0}$)	同上	$\frac{9 \mu_f H}{\lambda_1} \left(\frac{p_b^2}{\pi \pi H} \right)^{1/4} \sqrt{v_b}$	同上	$\frac{0.48 J^2 (\rho_1 + \rho_2)}{\lambda_1 n^{3/4} (p_b/H)^{5/4}} \cdot \sqrt{v_b}$
纤维电刷 (弹性点 $r_b = d/2$ $n = 4\alpha f/\pi d^2$, $k = 1 + (\alpha f/d)(2\alpha f E_b/p_b)^{2/3}$)	$\frac{1.24 k_1}{d} \left(\frac{\alpha f E_b}{p_b} \right)^{1/3}$	$\frac{0.456 \mu_f k_1}{\lambda_1/Y + \lambda_2/v_b} \cdot \left(\frac{p_b E_b^2}{\alpha f} \right)^{1/3}$	$\frac{1.24 k_1}{K_d} \left(\frac{\alpha f E_b}{p_b} \right)^{1/3}$	$\frac{0.096 J^2 (\rho_1 + \rho_2) d^2}{(\lambda_1/Z + \lambda_2) K^2 (\alpha f^2 p_b/E_b)^{2/3}}$
纤维电刷 ($v_b \ll v_{b0}$)	同上	$\frac{0.31 \mu_f d}{\lambda_1 + \lambda_2} \cdot \left(\frac{p_b^2 E_b}{\alpha f^2} \right)^{1/3} v_b$	同上	$\frac{0.096 J^2 (\rho_1 + \rho_2) d^2}{(\lambda_1 + \lambda_2) K^2 (\alpha f^2 p_b/E_b)^{2/3}}$
纤维电刷 ($v_b \gg v_{b0}$)	同上	$\frac{0.39 \mu_f}{\lambda_1} \sqrt{\frac{\lambda_1 p_b d}{\alpha f}} \sqrt{v_b}$	同上	忽略不计
QM 电刷 ($r_b = d/2$, $a = 1$, 弹性点, $K \gg 1$)	同上	$\frac{0.466 \mu_f k_1}{(\lambda_1/Y + \lambda_2/v_b)} \cdot \left(\frac{p_b E_b^2}{f} \right)^{1/3}$	$k_1 / \sqrt{d\sigma}$	$\frac{J^2 (\rho_1 + \rho_2) d^3}{(\lambda_1/Z + \lambda_2) 16 \pi_0 f^2}$
QM 电刷 ($v_b \ll v_{b0}$)	同上	$\frac{0.31 \mu_f d}{\lambda_1 + \lambda_2} \cdot \left(\frac{p_b^2 E_b}{f^2} \right)^{1/3} v_b$	同上	忽略不计
QM 电刷 ($v_b \gg v_{b0}$)	同上	$\frac{0.39 \mu_f}{\lambda_1} \sqrt{\frac{k_1 p_b E_b d}{f}} \sqrt{v_b}$	同上	忽略不计

参 考 文 献

- 1 Parker J V, Parsons W M, Cumming C E, and Fox W E. Performance loss due to wall ablation in plasma armature rail guns. AIAA-85-1575, July, 1985.
- 2 Thornhill L D, Batteh J D, and Littrell D M. Scaling Study for the Performance of Railgun Armatures. IEEE Transaction on Plasma, 1989, 17(3): 409~421
- 3 Sink D A, Krzastek L J. Design and Modeling Considerations for Experimental Railgun Armatures. IEEE Transaction on Magnetics, 1991, 27(1): 224~227
- 4 Liboff R I, Schenter G K, Ferrentino G L. Fundamental Relativistic Solution for the Railgun. AD-A165607, 1986.
- 5 Bowden F P, Williamson J P B, Greenwood J A. Electrical conduction in solids, I. Influence of Current on the Passage of Current Between Solids and II Theory of Temperature Dependent Conductors. Proceedings of the Royal Society, 1958, 246 (A): 1~31
- 6 Barber J P, Challita A, Mass B and Thurmond L. Contact Transition in Metal Armatures. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 228~232
- 7 Scherbarth D W, Scuro W S J, et al. Modular Fiber Armature for Electromagnetic Launchers. USP 4658729, 1987.
- 8 Hughes W F, Young F J. Armature with Graded Laminations. USP 4430921, 1984.
- 9 Johnson D E, Barber J P, and Miller J K M. Composites for Improved Armature Performance. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 262~265
- 10 朱士尧. 等离子体物理基础. 北京: 科学出版社, 1983, 7~11
- 11 Deis D W, McNab I R, et al. Electromagnetic Projective Launcher with an Automatic Plasma Formation Device. USP 4429613, 1984.
- 12 Calvin H A, Division M. The Railgun Force in the Presence of Secondary Arc. IEEE Transaction on Magnetics, 1991, 27(1): 116~119
- 13 Hawke R S, Asay J R, Hall C A, et al. Armature Formation in a Railgun Using a Two-Stage Light-Gas Gun Injector. IEEE Transaction on Plasma Science, 1989, 17(3): 378~385
- 14 Rosenwasser S N, Stevenson R D. Selection and Evaluation of Insulator Materials for High Performance Railgun Bores. IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22(6): 1722~1729
- 15 Parker J V. The SRS Railgun: a New Approach to Restrike Control. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 412~417
- 16 Chen F F. Introduction to Plasma Physics. New York: Plenum, 1974. 162~165
- 17 Taitenbaum B S. Plasma Physics. New York: McGraw Hill, 1967. 347~349
- 18 Ray P K. Rail Gun Performance and Plasma Characteristics due to Wall Ablation. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 22(6): 1699~1705
- 19 Sloan M L. Physics of Rail Gun Plasma Armatures. IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22(6): 1747~1752
- 20 Batten J H, Rolander G E. Thermodynamic and Electrical Properties of Railgun Plasma Armatures. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3): 439~445
- 21 Huerta M A, Boynton G C. Two Dimensional Time Dependent MHD Simulation of Plasma Armatures. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 238~242
- 22 Batteh J H, Rolader G E. Modeling of Transient Effects in Railgun Plasma Armatures. AD-A181085, 1987.
- 23 Parker J V. An Empirical Mode for Plasma Armature Voltage. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 283~288
- 24 Crawford R, Keefer D, Sedghinasab A. Railgun Hybrid Armatures, Experimental Results and Performance Characteristics. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 240~244
- 25 James T E. Performance Criteria for EM Rail Launchers with Solid or Transition Armatures and Laminated Rails. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 482~487
- 26 Andrews J A, Devine J R. Armature Design for CoAxial Induction Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(3): 639~643
- 27 Wildorf D K. Theoretical Speed and Current Density Limits for Different Types of Electrical Brushes. IEEE Transactions on Magnetics, 1984, 20(2): 340~343

第九章 炮管设计分析

9.1 概 述

9.1.1 设计要求

各种电炮尽管发展进度有所不同,积累的经验多寡不一,性能特点也各有千秋,但对炮管设计而言,其分析方法却有着共同之处。由于电热炮是借助高温高压等离子体或工质热膨胀压力来加速弹丸的,其炮管结构和力学特性类似于常规火炮的炮管,而常规火炮的炮管技术已比较成熟,故本章不讨论电热炮炮管。

表 9-1 为典型高能量导轨炮炮管的设计要求,表中所标符号“√”表示该项涉及的性能因素。本章将从设计要求出发,将对各种电磁炮炮管设计的关键技术进行分析和阐述。

表 9-1 典型高能量导轨炮炮管设计要求

涉及因素 设计要求	设计近似值	寿 命	可靠性/可维护性	炮管效能	弹丸发射精度
炮管封装预应力	370~585MPa	√	√	√	
炮管径向刚度	径向扩张最大 1%	√		√	√
电感梯度	最小 0.4μH/m			√	
炮膛侵蚀/烧蚀	每发最大 12g/MJ	√	√	√	

通常,对炮管设计的主要要求是:

炮管封装预应力 为了防止导体导轨和绝缘体之间的等离子体泄漏,炮管封装时必须施以 370~585MPa 的预应力;否则,因等离子体泄漏造成压力减小和无效的电流分流,会降低电磁炮效率。

炮管径向刚度 若炮管内壁扩张超过某个范围(如直径的 1%),则必然影响弹丸在膛内的姿态和稳定性,导致射击精度的降低,也会造成等离子体泄漏到弹丸前方。为此,必须确保炮管有足够的刚度。

电感梯度 导轨炮对弹丸的推进力与电感梯度成正比。从高加速角度看,电感梯度应尽可能地大。

炮膛侵蚀/烧蚀 在第八章里已指出,等离子体和混合电枢导轨炮,烧蚀效应会降低导轨炮性能,限制所能达到的速度。此外,烧蚀/侵蚀也涉及炮管的寿命和可维护性。现行的大口径导轨炮,每次射击后需清洗炮膛或更换部件,这对连续发射的电磁炮系统是不适合的。

寿命 电磁炮寿命可定义为无需更换(或维修)电磁炮部件所能射击的最大发数。以此衡量现行高能量电磁炮寿命多只有几发或几十发。从工程、实用和成本的角度看,寿命是至关重要的,现时将其提高到 1000 发并非不可能。

可维护性 电磁炮作为一个实用的武器系统,就要求其容易维护而且维护费用低。这一点与炮管结构设计密切相关。

重量 现有的高能量电磁炮异常笨重,尚难组装成一个可移动的武器系统。减轻炮管重量,涉及结构、材料等,近年来虽有很大进展,但尚难如人意。图 9-1 表示了弹丸动能 9MJ 的导轨炮在减轻重量方面的进展及近期目标。表中 M1A1 为美国陆军 M1A1 坦克的 120mm 滑膛炮的单位长度重量(136kg/m)。

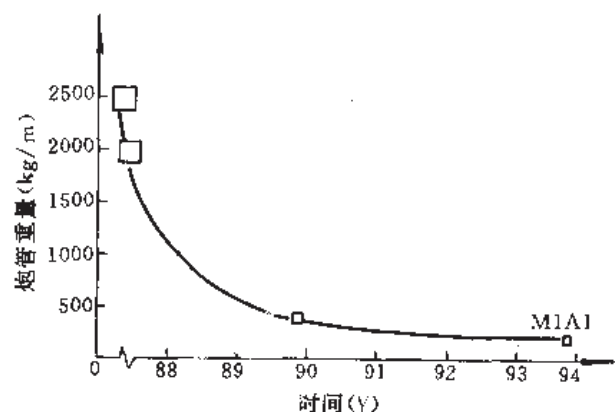


图 9-1 90mm 口径 9MJ 导轨炮减轻重量的进展过程和近期目标

上述设计要求可归纳为几个方面问题:炮管结构、炮管机械特性、电热特性和材料(导体、绝缘体等)。它们对其它电磁炮,如线圈炮、电热炮等也是适用的。

9.1.2 一般分析方法

对炮管设计来说,既可从正向分析,即由已知设计目标求解电磁炮炮管参数;也可从逆向分析,由已知炮管参数求解电磁炮性能。迄今,根据所建立的物理模型、数学模型、实践经验和约束条件(材料、工艺、成本等),已编制了多种计算机程序,用来求解正向、逆向问题,表 9-2 列举了用这种方法进行炮管设计分析的输入、输出参数。

表 9-2 导轨炮炮管设计分析的输入、输出参数

输 入		输 出	
电源参数	电流、电压	性能参数	电流空间、时间分布 电压空间、时间分布 速度曲线 加速度曲线 压力曲线
炮管参数	导轨长 导轨高 烧蚀系数		
材料参数		结构参数	炮膛扩张位移应力
弹丸参数	质量 摩擦系数 注入速度		
电枢参数	质量 电枢类型	电热参数	电感梯度 热流密度

输入参数选择应根据设计要求而定,表 9-3 列举了美国几种大口径导轨炮主要设计参数^[1]。从电热特性、结构设计的观点看,最重要的设计参数是峰值线电流密度。这个参数在很大程度上决定了峰值膛压,也决定了导轨的焦耳热,而炮管结构、材料选择及连续发射的速率都与此密切相关。

表 9-3 美国几种大口径导轨炮主要设计参数

导轨炮名称 (设计者/制造者)	炮管口径 (mm)	加速长度 (m)	峰值电流 (MA)	峰值线电 流密度 (kA/cm)	峰值膛压 (MPa)	射速 (Hz)	弹丸动能 (MJ)
单发炮(麦克斯威尔公司)	90	10	3.6	510	414		9
单发炮(德克萨斯大学机电中心)	90	10	3.2	452	370		9
高能炮(IAP 研究所)	90	10	3.0	300	206		~10
高级组合炮(SPARTA 公司)	90	7	3.6	510	414		10~12
UT-CEM 导轨炮 (德克萨斯大学机电中心)	90	7~10	~3.2	~452	~370	0.05	9
HERID I 型炮	105~120	13~18	~5.0	530~607	448~585	1	40

采用分析、建模和数值预测的方法已成为电磁炮设计中的通用手段,以美国洛斯·阿拉莫斯实验室开发的“导轨炮性能数值预测程序包”为例^[2],可见这种设计分析方法的概貌。该程序包分成以下四个主模块:

FLD 模块 根据导轨几何尺寸及设计参数计算电流密度分布 $j(x, y)$, 磁感应强度 B 及电感梯度 L' 。它适用给定的高频上限和任意截面形状的平行导轨。

LARGE 模块 根据 FLD 模块算出的 L' 和设计参数,计算弹丸的速度 v 、弹丸位移 x 、导轨电流 i 以及作用在弹丸上的力 F 。它适用于各种形状口径、多级、分散储能导轨炮。

TOPAZRG 模块 根据 FLD 模块所算得的电流密度和 LARGE 模块所算得的导轨电流,计算在不同位置二维、瞬态温度 T 。

NIKE2D 模块 根据 LARGE 模块所算得的力和炮管的结构参数,计算二维的静态、动态应变。它适用于弹性、弹性-塑性、正交各向异性的材料。导轨和绝缘体界面的应力分布,安装螺栓的预紧力都可用它计算。

仿此,对其它类型电炮,如某些线圈炮炮管、电热炮的等离子管部分都可采用类似的设计分析方法,预测其性能、进行热分析、结构分析等。

9.2 导轨炮炮管结构及其机械特性

9.2.1 大口径高强度导轨炮炮管

导轨炮炮管结构仍处在不断地改进、完善中,就导轨炮所追求的发射高速、高能量弹丸的目标而言,大口径高强度导轨炮的炮管结构具有代表性。良好的结构设计对满足导轨炮系统的工作要求、性能目标十分重要。随着高可靠性、轻重量和野外实战等工程化要求,良好的炮管结构更显得重要。

炮管结构设计与高压管形容器有类似之处,具有多种不同的结构形式(见表 9-4)^[3],它们或正被采用,或可供选用。就结构而论,预紧方式和支撑结构是关键。表中所涉及的

表 9-4 大口径高强度导轨炮炮管结构比较

评价参数 炮管结构		刚 度	电 感 梯 度	封 装	寿 命	可 维 修 性	轻 重 量	总① 分
1	螺栓预紧,复合材料制成绝缘体支撑	1	2	3	3	2	1	12
2	螺栓预紧,陶瓷绝缘体支撑	4	2	3	3	2	1	15
3	纤维合成物紧绕在陶瓷绝缘支撑体上	2	4	2	1	1	4	15
4	环氧加压固化预紧	1	4	2	1	1	4	13
5	螺栓夹紧钢片层预紧	3	4	2	2	3	2	16
6	收缩适配预紧钢片层	3	4	2	2	1	3	15
7	液压预紧,陶瓷绝缘体支撑	4	3	4	3	4	4	22
8	液压预紧,钢片层支撑	3	3	4	3	4	3	20

①差,1分;可,2分;好,3分;很好,4分。

评价参数是等权计分的。大部分参数,如刚度、封装、寿命、轻重量都与材料特性有关。

应该说明,表中各种结构的评价打分,很大程度上决定于各种设计方法的具体实现和使用者的经验。从历史上看,用螺栓预紧炮管和以树脂作基体合成绝缘材料支撑(接近结构1),是最常用的方法,麦克斯韦尔公司的90mm口径,单发射击导轨炮,如图9-2(a)所示,就成功地使用了这种方法。这种圆口径的和类似结构50mm方口径炮,已证实有较好的绝缘、密封性能和使用寿命,然而其刚度较差,射击时易导致炮管的径向偏移。螺栓预紧炮管,用陶瓷材料支撑能有效地增加刚度(接近结构2),但其结构笨重,难以在野外实战应用。

用纤维拉紧缠绕,或加压固化树脂材料,或者以收缩适配预紧(接近结构3、4、6)的炮管等,目前都已制成。这些方案提供的预紧力无需笨重的螺栓结构,但在多次射击后,预紧力和密封可能失效。若部件有小的错位,拆卸和重装将十分困难,甚至于不可能。

近年来,把薄钢片沿炮管轴垂直方向上折叠起来夹紧制成炮管的方案(接近结构5、6)也已采用,可参见IAP研究所的90mm口径高能量导轨炮。然而,这种结构可能限制炮管的轴向强度,而且难以使炮膛达到最佳密封程度。

在美国德克萨斯大学机电中心的单发炮上,液压预紧的方案已被证实是成功的。SPARTA公司的液压预紧90mm口径8m长的导轨炮,采用了轻重量、高强度的石墨合成纤维。它和德克萨斯大学同类导轨炮相比,重量减少到六分之一。图9-2(c)表示了用陶瓷支撑和调整绝缘结构,使预紧力最佳地传输到炮管部件的方案(接近结构7)。液压预紧相对其它方案而言,其预紧力加载可以控制,也可简单地释放,从而可在最短的停机时间下,重新装配或更换炮管部件,确保了多次射击后绝缘体和导轨间密封性及可维修性。诚然液压预紧会导致炮管设计的某些复杂化,但就其较全面的优异性能,权衡得失此方案颇具吸引力。

在高压、脉冲大电流工作条件下,尤其是要求连续发射用于实战的导轨炮,必须进行有效的冷却。图9-3表示了两种不同的冷却管道方式。圆孔型冷却管道设计,如图9-3(a)所示,其孔位离内膛表面要稍远些,以确保内膛强度,其冷却效果欠佳。铣削成长孔后压合的冷却管道设计,如图9-3(b)所示。它可以调整,以便使冷却管道尽量接近内膛表面而又不危及其强度。这种设计具有较佳的冷却效果。

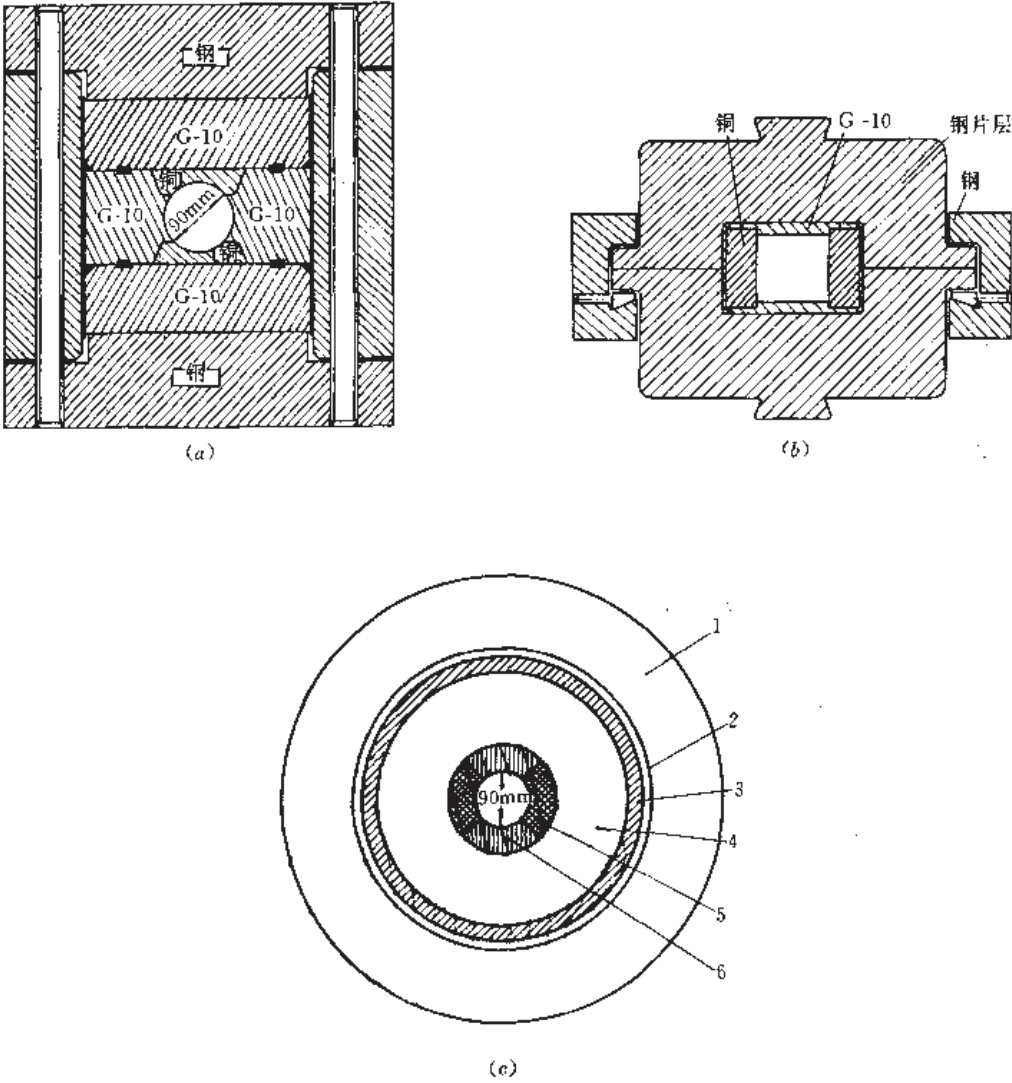


图 9-2 大口径高强度导轨炮炮管结构示意图

(a) 发克斯尔公司 90mm 单发导轨炮; (b) IAP 研究所 90mm 高能量导轨炮; (c) 德克萨斯大学机电中心单发导轨炮。
1—外钢套; 2—液压环; 3—内钢套; 4—陶瓷环; 5—内腔绝缘体; 6—导轨导体。

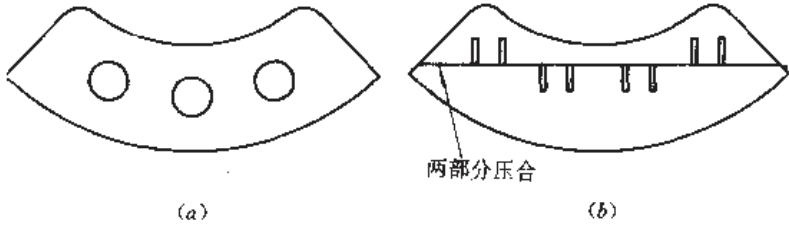


图 9-3 冷却管道设计示意图

(a) 钻孔冷却管道方式; (b) 铣削长孔再压合的冷却管道方式。

9.2.2 V 形块结构增强导轨炮炮管分析

实验导轨炮最广泛采用的支撑结构可能是螺栓预紧的 V 形块结构。这种结构芯体容

易更换,可施加大的预紧力,而且能方便地调整。图 9-4 为 V 形块支撑结构的增强导轨炮炮管,本章中以串联增强导轨炮为例说明。

增强导轨炮能在较小的驱动电流下提供相同的驱动力,从而减轻了电枢对炮管的损害,是一种很有前途的导轨炮。图 9-4 中,当主导轨 4 延伸到隔层绝缘体 5 和增强导轨 6 时,就变成简单导轨炮。为此,我们先以简单导轨炮着手,对其结构进行分析。由于承载力较多,各种材料性能各异,接触界面情况复杂,以及考虑材料的非线性因素,因此结构分析多采用有限元数值计算方法。

一、电流磁场所产生的压力

导轨炮炮管承受三种负载力:螺栓预紧力、弹丸和等离子体通过后的动压力和由电流引起的磁压力。在增强导轨炮中,弹丸通过前,增强导轨有电流,而主导轨无电流;弹丸通过后,增强导轨、主导轨均有电流,电流引起的磁压力始终是存在的。电流一旦建立,磁压力可通过静磁学方法计算,为此可作如下假设:

其一,导轨炮的几何结构可用二维描述,即导轨的长度和它的横向尺寸比足够大。由此,在图 9-4 非导体介质中,只有磁矢位 A 沿弹丸运动方向分量 A_z 不为零,可简化为标量处理。静磁学的控制方程可用 A_z 的拉普拉斯方程描述,即

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = 0 \quad (9-1)$$

其二,假定各导体具有良好的导电性。基于此假设,纵然导轨中电流加载足够快,扩散到邻近导体中电流(涡流趋肤深度)可忽略,在导轨中磁矢位为常数。

作用在各导体表面磁压力

$$p_m = \frac{B_t^2}{2\mu} \quad (9-2)$$

式中 p_m ——磁压力;

B_t ——和导体表面相切的磁感应强度分量;

μ ——导体周围介质的磁导率。

而面电流密度

$$j_s = \frac{B_t}{\mu} \quad (9-3)$$

导体的面电流为 j_s 的面积分,即

$$I_s = \oint_s j_s dS \quad (9-4)$$

根据定义

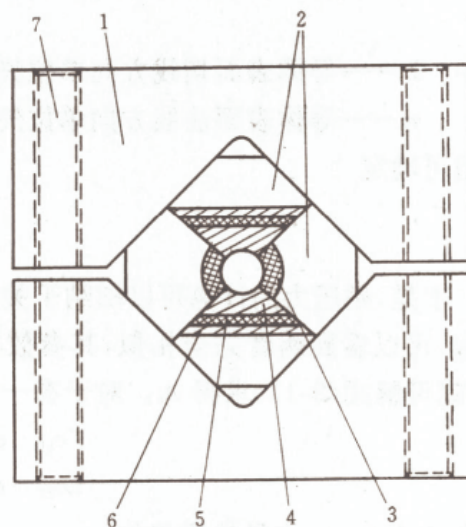


图 9-4 V 形块支撑结构增强导轨炮炮管
1—V 形块;2—G-10;3—内膛绝缘体;4—主导轨;
5—隔层绝缘体;6—增强导轨;7—螺孔。

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{\partial A_z}{\partial n} \mathbf{t} - \frac{\partial A_z}{\partial t} \mathbf{n} \quad (9-5)$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial t} = 0 \quad (9-6)$$

式中 \mathbf{t} —— 导体表面切线方向单位矢量；

\mathbf{n} —— 导体表面法线方向单位矢量。

从而可确定

$$B_t = - \frac{\partial A_z}{\partial n} \quad (9-7)$$

于是,磁压力的计算可以归结于关于 A_z 拉普拉斯方程(9-1)的求解。对比稳态热传导方程,可以看到两者完全相似,其参数类比见表 9-5。这样,借用常见的热传导有限元程序,就可解式(9-1),求得 A_z 。对于有一对增强导轨的增强导轨炮,可由矩阵方程求解:

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{z-r} \\ A_{z-A} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_r \\ I_{Ar} \end{bmatrix} \quad (9-8)$$

式中 A_{z-r} —— 主导轨磁矢位；

A_{z-A} —— 增强导轨磁矢位；

I_r —— 主导轨电流；

I_{Ar} —— 增强导轨电流；

c_{mn} —— 耦合矩阵元素,由初始条件而定。

表 9-5 静磁学和稳态热传导参数类比

静 磁 学		稳态热传导	
符号	定 义	符号	定 义
A	磁矢位	T	温度
B	磁感应强度	q	热流量密度
I	导体电流	Φ_0	热流量
μ	磁导率	k	热导率

二、简单导轨炮膛径向位移

受力分析与材料特性有关。表 9-6 中列出了几种分析中所选用材料的机械特性。

表 9-6 分析用材料的机械特性

部 件	材 料	密 度 (kg/m ³)	杨氏模量 (MPa)	泊松比	屈服强度 (MPa)	刚度模量 (MPa)
导轨	硬化铜	8.8×10^3	1.17×10^5	0.37	400	700
内膛绝缘体	聚碳酸脂	1.2×10^3	2.38×10^3	0.4	59	1
G-10	G-10	1.8×10^3	1.73×10^4	0.33	345	69
V 形块	低碳钢	7.8×10^3	2.06×10^5	0.3	310	30
螺栓	高强度钢	2.1×10^3	5.54×10^4	0.3	830	1

炮管受力分析基于两种考虑:第一,安全因素,要避免炮管损坏,不允许炮膛径向位移

过大;第二,性能因素,包括可维护性,是否具有连续发射能力等。

分析时,先假定导轨电流 500kA,弹丸速度 6~9km/s,等离子体压力峰值 300MPa,炮管允许最大径向位移为 1%。对螺栓必须施加静态预紧力。在前述条件下,根据圆管容器应力估算,可得出螺栓静态应力约为 900MPa 左右。

在射击过程中,炮管还承受了等离子体动压力和电流引起的磁压力,它们也作用在预紧螺栓上。下面模拟计算一典型值;等离子体压力从零开始经 1μs 上升到 300MPa,保持 8μs,然后在 10μs 内重新降为零;此后,磁压力上升到最大值,直到弹丸出炮口(假设为 400μs)。显然,在这些动压力的作用下,螺栓因预紧力会发生变化,它被拉长,从而使部件松动;炮管部件也会发生径向位移,如图 9-5 所示^[4]。

上述分析计算,可通过编制一个程序包^[4]来实现。随着电流的加大,炮管径向位移和应力都会增大。当导轨电流达 700kA 时,径向位移已超过允许值。为便于比较,将炮膛径向位移和应力值列于表 9-7 中。

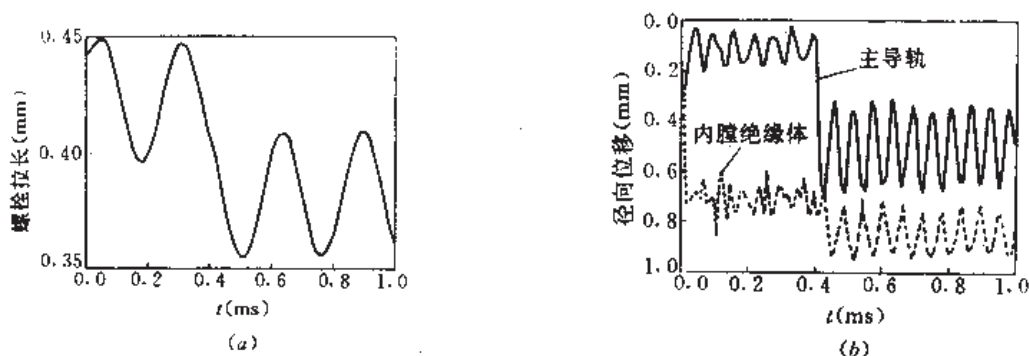


图 9-5 射击时螺栓长度和炮管径向位移变化

(a)螺栓长度变化曲线;(b)炮管径向位移变化曲线。

表 9-7 炮膛径向位移和应力比较

电流(kA)		最大位移		最大应力	
		位移(mm)	时间(μs)	应力(MPa)	时间(μs)
简单导轨炮	400	0.006	150	423	480
	500	0.092	100	438	490
	600	0.301	100	469	290
	700	2.187	370	578	90
增强导轨炮	$I_{rp}=500\text{kA}$ 时 $\alpha=0.62, \beta=1.62$	0.994	350	471	360
	0.71 1.0	0.308	260	439	500
	0.8 0.45	0.100	310	416	550

三、增强导轨炮受力分析

增强导轨炮受力与主导轨、增强导轨的电流分配有关,为此须首先确定在和简单导轨炮有相同驱动力的前提下,两者的电流比率关系。显然下式成立,即

$$\frac{1}{2}L_{r1}I_{r1}^2 = \frac{1}{2}I_{r1}^2L_{r1}^2 + I_{r1}I_{a1}M_{a1}^2 \quad (9-9)$$

式中 L_{r1} ——简单导轨炮导轨的电感梯度;

I_r —— 简单导轨炮导轨电流；

L_{rA}^1 —— 增强导轨炮主导轨的电感梯度；

I_{rA} —— 增强导轨炮主导轨电流；

I_{aA} —— 增强导轨炮增强导轨电流；

M_A^1 —— 增强导轨炮主导轨和增强导轨的互感梯度。

式(9-9)中等号左边为简单导轨炮驱动力,右边为增强导轨炮驱动力。设增强导轨炮主导轨和简单导轨炮尺寸相同,则 $L_r^1 = L_{rA}^1$ 。又设 $\frac{L_{rA}^1}{M_A^1} = 2$, 于是有

$$I_r^2 = I_{rA}^2 + I_{rA} I_{aA} \quad (9-10)$$

当比率关系式

$$\begin{cases} \alpha = \frac{I_{rA}}{I_r} \\ \beta = \frac{I_{aA}}{I_{rA}} \end{cases} \quad (9-11)$$

代入式(9-10)得

$$\alpha^2 + \alpha\beta = 1 \quad (9-12)$$

设 $I_r = 500\text{kA}$, 取不同的 α, β 值, 通过有限元结构分析计算^[4], 其结果见图 9-6 和表 9-7。表 9-7 也同时列出了简单导轨炮的计算值。

图 9-6 中, 由于图形对称, 只画出了截面的 1/4。需要注意的是, 式(9-8)中对于弹丸通过前后, 由于主导轨、增强导轨电流情况不同, 应根据不同的初始条件确定耦合矩阵 $[C]$ 中的元素。和简单导轨炮相比, 增强导轨炮磁压力分布变化不大, 主要表现在主导轨和增强导轨之间也有磁压力存在。由于磁压力在弹丸通过前后始终存在, 它对炮管部件变形影响很大。

由表 9-7 可见, 由于引入了增强导轨, 使最大位移和最大应力加大。当 $\alpha = 0.62, \beta = 1.62$ ($I_{rA} = 309\text{kA}$, $I_{aA} = 500\text{kA}$) 时, 与简单导轨炮 $I_r = 500\text{kA}$ 相比, 最大位移扩大了 10 倍, 最大应力也有明显增加。调整主导轨电流和增强导轨电流比率关系(例如 $\alpha = 0.8, \beta = 0.45$)则可抑制这种副作用。

为使导轨炮能够连续射击, 炮管径向位移可作为一个控制参数。进一步分析计算表明, 将螺栓静态预紧力降低, 炮管径向位移会明显加大; 相反, 适当加大螺栓预紧力, 可保持一个较小的且可恢复的炮管径向位移。预紧力的增加将受材料机械特性的限制。

9.2.3 超导外磁场增强导轨炮(SARG)炮管

超导外磁场增强导轨炮不仅可以显著地提高弹丸速度, 而且因超导体不存在电阻, 超导线圈所产生的外磁场其能量在发射后并不损耗, 下一次可再用, 故可以大幅度提高效率。目前 SARG 尚处于实验阶段, 它的炮管结构原理示意图如图 9-7 所示。

SARG 与其它导轨炮差别主要在超导线圈外壳, 而此外壳的设计与制造的关键在于

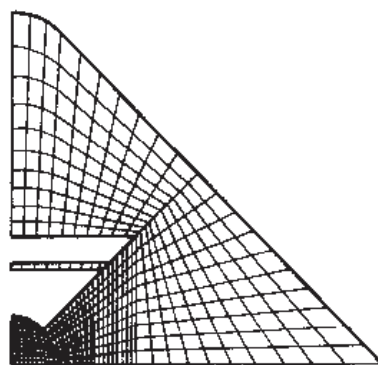


图 9-6 增强导轨炮磁压力的有限元网格

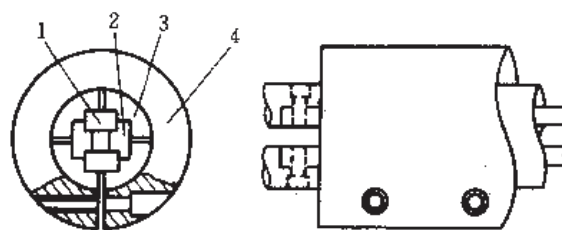


图 9-7 SARG 炮管结构示意图

1—导轨;2—内腔绝缘体;3—支撑芯体;4—超导线圈外壳。

超导体材料。1986 年以前,所有已发现的超导材料的临界温度 T_c 都很低(其中 V_3Ga 最高, T_c 为 23K),必须用液态氮制冷,因而设备庞大、构造复杂、成本昂贵,严重地限制了超导体的研究和应用。

1986 年 4 月,美国 IBM 公司苏黎世实验室发现在陶瓷氧化物 $Ba-La-Cu-O$ 中的 T_c 高达 30K。从此,摒弃了以往在金属及合金中寻求超导体的传统观点,在被认为是绝缘体金属氧化物陶瓷中找到了 T_c 更高的超导体。在近几年国际性的超导热中, T_c 记录不断地被刷新,目前已达到 $T_c \geq 125K$ 。而只要 $T_c > 77K$ 就可用液氮维持超导状态,这就为超导体实际应用开辟了广阔的前景。

对 SARG 而言,还取决于超导材料的临界电流密度 J_c 。事实上超导体材料有三大临界条件:临界温度 T_c ,临界电流密度 J_c ,临界磁场强度 H_c 。这三个条件互相关联,构成一个超导状态下的 $T_c-H_c-J_c$ 临界面(如图 9-8 所示),只有在这个曲面内侧才能出现超导现象。实验证实, H_c 易满足要求,但陶瓷超导材料的 J_c 若过小,实际上仍不能应用于 SARG 的超导线圈。迄今已有个别高温超导陶瓷材料满足 SARG 对 J_c 的要求,如日本电报电话公司的 $Y-Ba-Cu-O$,在 77K 时, J_c 高达 $2 \times 10^6 A/cm^2$ 。

可用液氮冷却的高温超导陶瓷目前还不能用作 SARG 的超导线圈材料,原因在于其加工性能太差。1992 年日本科技厅金属材料技术研究所使用铋系列氧化物陶瓷高温超导材料,在 108K 下研制成十万分之一 mm 的超导体薄膜,但还没有一种高温超导陶瓷材料能加工成 SARG 所需要的棒、线。

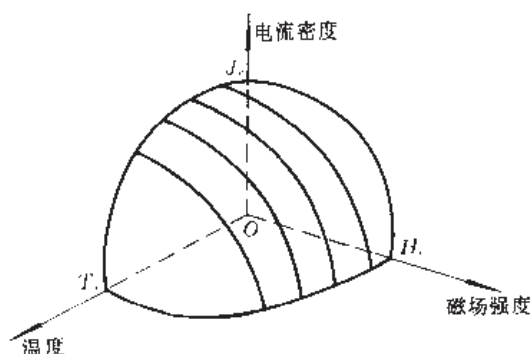


图 9-8 超导状态下的 $T_c-H_c-J_c$ 临界面

现时,在为数不多的 SARG 实验装置中,超导线圈材料依然选用的是用液态氮冷却的金属超导材料,霍曼(Homan)等的研究工作^[5]所采用的超导线圈外壳(图 9-7 中 H)结构如下:

超导线圈由多股电缆绕成,每股约 0.5mm,以直径 0.03mm 的 NbTi(铌钛合金)丝绞合,表面涂以银锡焊剂。绕成线圈后,始端和终端露在外面,以输入电流。两端用超导体短接形成闭合回路,然后固化并浸入液态氮中。液态氮用衬有环氧玻璃纤维的不锈钢柱形杜瓦封装。

为了构成低温恒温器,在液态氮冷却的超导线圈管内外,套有液态氮热屏蔽层,以价格低得多的液氮外围预冷,起低温隔离作用。

最外层可用铝合金套封装,其上装有轴向连接杆,将两端盖夹紧,构成一个长 2m 的超导线圈外壳,导轨系统插入其中。液态氮冷却的超导线圈不锈钢管内温度为 4.5K,中心均匀磁场区长 1m。为安全起见,超导线圈工作磁感应强度 2T,用 1000A 电流建立后,保持超导体回路闭合。

下面分析超导线圈外壳重要的结构参数,即耦合系数

$$k_{AS} = \frac{M_{Ar}}{\sqrt{L_r L_{AS}}} \quad (9-13)$$

式中 L_r ——导轨电感;

L_{AS} ——超导线圈自感;

M_{Ar} ——导轨和超导线圈间互感。

将其代入式(2-200)得

$$I_{AS} = I_{AS0} - I_r k_{AS} \sqrt{L_r / L_{AS}} \quad (9-14)$$

式中 I_{AS} ——超导线圈电流;

I_{AS0} ——超导线圈初始电流;

I_r ——导轨电流。

耦合系数 k_{AS} 的选取,对 SARG 性能有明显影响。由式(9-14)可见, k_{AS} 不能过大,否则 I_{AS} 为负值,意味着超导线圈磁场反而起减速作用。事实上,由于结构的限制,超导线圈和导轨间须有绝缘隔离和低温隔离层。 k_{AS} 值一般都不会太大,上述结构 k_{AS} 约为 0.1。

将式(9-13)代入式(2-201)得电源能量 W_0 为

$$W_0 = L_r I_r^2 (1 - k_{AS}^2) + k_{AS} I_r I_{AS0} \sqrt{L_r L_{AS}} \quad (9-15)$$

对于非理想的导轨炮,不妨把焦耳热损失和其它能量损失纳入机械能内,即

$$W_M = \frac{1}{2} m_r v_r^2 + \frac{1}{2} I_r^2 R t_f + W_f \quad (9-16)$$

式中 W_M ——机械能;

$\frac{R}{2}$ ——平均室温下总电阻;

t_f ——弹丸在炮膛内飞行时间;

W_f ——其它损失能量。

因为超导线圈磁场并不损失能量,故 SARG 和简单导轨炮能量损失总和应相等。又定义效率

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}m_p v_p^2}{W_0} \quad (9-17)$$

可以导得

$$\frac{1}{2}L_r I_r^2 (2\eta - k_{AS}^2) + k_{AS} I_r I_{AS0} \sqrt{L_r L_{AS}} = \frac{1}{2}m_p v_p^2 \quad (9-18)$$

在下列条件下^[5]:弹丸质量 4g,弹丸出炮口动能 1.5kJ;最大电源能量 15kJ;炮管长度 1m,导轨电感 $L_r = 1 \times 10^{-6} \text{H}$;超导线圈电流 $I_{AS0} = I_r/100$, $L_{AS} = 0.188 \text{H}$ 。按上式计算,所得结果如图 9-9 所示。图中 $\eta-k_{AS}$ 曲线, $I_r = 1.22 \times 10^5 \text{A}$; I_r-k_{AS} 曲线, $W_0 = 15 \text{kJ}$; W_0-k_{AS} 曲线, $I_r = 1.22 \times 10^5 \text{A}$ 。

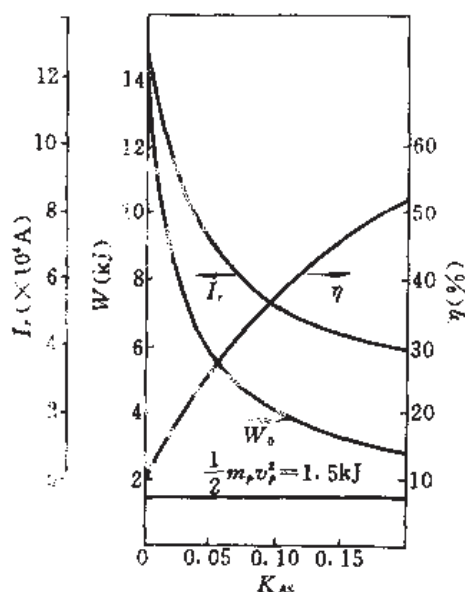


图 9-9 η 、 I_r 、 W_0 与 k_{AS} 的关系曲线

由图可见, SARG 可将非理想的简单导轨炮的效率从 10% 提高到 50% 以上。若将结构改进以适当增大 k_{AS} 值时, 效果还会更好些。

9.2.4 其它

在种种不同的导轨炮结构中还应阐述以下问题。

一、单导轨面分段导轨炮(SRS)炮管

前已指出, SRS 导轨炮是一种抑制再点火的有效手段, 图 9-10 是其炮管结构^[6]。参照图 2-15(b)的原理可以看到, 这种结构以巧妙的设计省去了多个断路开关, 从而简化了外控制电路。图中, 下导轨 2 厚度从 9.53mm 减小到 6.35mm。一块厚 3.2mm、宽 19mm、长 100mm 的分段导轨面(材料和导轨相同)3 放于下导轨 2 之上, 中间用聚酯薄膜 5 绝缘。然后用一片长约 50mm 的金属箔 4 将聚酯薄膜 5 包起来, 使下导轨 2 和导轨分段面 3 短路, 如图 9-10(b)所示。耐高温陶瓷衬垫 6 保护 G-10, 使其免遭熔化。

在导轨炮长度方向上, 共有这样的结构 16 段, 构成了一个长约 1.6m 的 SRS 导轨炮,

如图 9-10(a)所示。在工作期间,电流流过某分段面时,该段的金属箔熔化,起到了图 2-15(b)原理图中断路开关的作用。

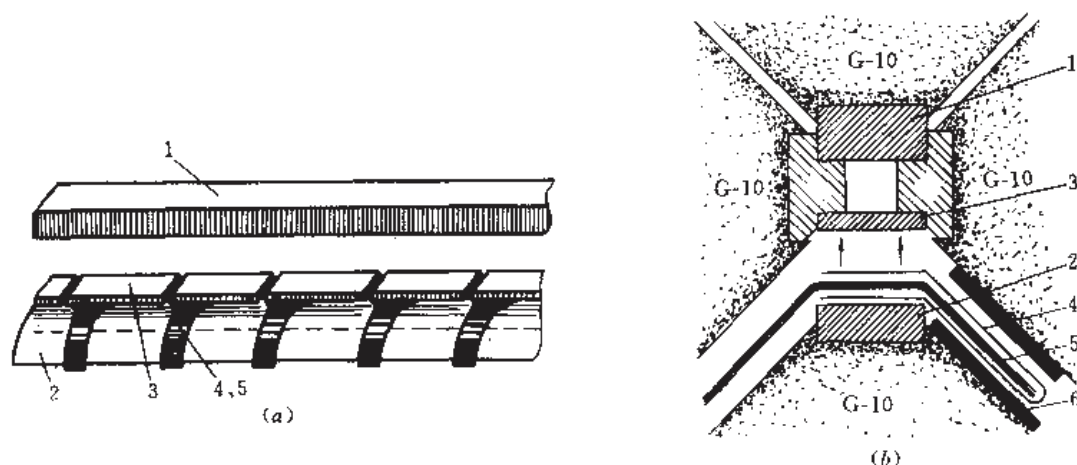


图 9-10 SRS 导轨炮结构

(a)长度方向示意图;(b)剖面放大图。

1—上导轨;2—下导轨;3—导轨分段面;4—金属箔;5—聚脂薄膜;6—耐高温陶瓷衬垫。

二、方口径层叠式导轨炮炮管

导轨炮炮管的口径可有各种形状,如圆形、方形、X形等,各自特点不同,它们的某些性能比较列于表 9-8。方口径炮管,因其导轨和内膛绝缘体容易加工,常被选用(特别是在实验导轨炮中)。图 9-11 为方口径层叠式炮管结构。

表 9-8 不同形状口径炮管性能比较

口径	主要优点	主要缺点
圆形	和前级炮连接方便,易于和弹丸适配	导轨电流分布不均匀
方形	导轨电流分布较均匀,导轨容易加工	不便和前级炮连接
X形	各导轨间径向排斥力小	工艺性差,弹丸形状复杂

方口径层叠式炮管分成外结构体和芯体两大部分。外结构体由多个炮管子壳体 5 和夹具套件 4 串接,组成所需长度的炮管外壳,芯体插入其内,形成导轨炮炮管。

炮管子壳体由不锈钢片和玻璃纤维环氧层交替叠成(图 9-11),以精密加工的装配心轴为靠模,沿炮管轴向压紧,浇灌环氧,放入烘箱固化,形成一个炮管子壳体。每个子壳体都以同一装配心轴装配,它与芯体装配的界面尺寸相同,从而保证了多个炮管子壳体、芯体组成炮管时的合适的公差。

夹具套件 4 由夹具条、夹具绝缘条和螺栓组成。装配时,夹具绝缘条紧贴炮管子壳体,拧紧螺栓,也不会将各层不锈钢片电气短路。

和前述螺栓预紧整个炮管壳体的方式比较,此处,螺栓压紧在炮管子壳体的翼状边缘槽孔上,炮管壳体刚度增加不显著。导轨通过电流所产生的相互排斥力对螺栓形成的拉应

力很小;弹丸通过时所产生的瞬态压力主要靠炮管层叠状壳体承受,对螺栓要求不高。但是,这种结构的炮管外壳轴向刚度和密封性较差。

图 9-11 中的芯体,包括导轨 2、内膛绝缘体 3、支撑绝缘体 1 和导轨的聚脂薄膜包层(图中未画出)。导轨 2 可用现成的板材、条材加工,按要求切削成规定的宽度和长度。对长导轨而言,这显著地降低了加工成本。

内膛绝缘体 3 也可选用成品板材、条材加工,最重要的是保证接合部位的宽度尺寸,它决定了炮膛口径的宽度尺寸和公差。

支撑绝缘体 1 安装在导轨和聚酯薄膜包层之间,宜选用薄的板材或条材,如 G-10 或酚醛塑料等。因其刚度模量低,受力压缩时薄的绝缘体不会因变形绝对量过大而引起松动。

聚脂薄膜包层有两个作用:其一是将导轨和不锈钢炮管外壳绝缘;其二,它紧塞在芯体和炮管壳体之间,可适当地调整导轨和内膛绝缘体加工所造成的间隙,保证芯体和壳体的紧装配。聚酯薄膜约厚 0.25mm,通常采用多层以改善绝缘能力。

美国 IAP 研究所的实验导轨炮采用了这种结构,其性能良好,电感梯度约为 $0.43\mu\text{H}/\text{m}$,而且炮膛径向扩张变形很小,约为 $0.2\%\sim 0.4\%$ 。就研究、探讨的实验导轨炮而言,其灵活性、可维修性令人满意。IAP 研究所曾在同一炮管壳体中,试验过 90mm、50mm、30mm 口径的导轨炮,炮管长度达 10m。这种结构容易装配,维护简单,操作人员稍加训练后,就可用实验室一般工具进行日常操作。

三、炮管长度和口径值选择

炮管设计的主要任务,是在给定目标下,确定炮管长度和口径值。根据能量守恒定律,应有

$$\int_0^{l_g} [A_b p_b(x, t) - F_D(x, t)] dx = \int_{v_{po}}^{v_{pf}} d \left(\frac{1}{2} m_r v_r^2 \right) \quad (9-19)$$

式中 l_g —— 炮管长度;

A_b —— 弹底面积;

p_b —— 弹底压力;

F_D —— 阻力;

v_{po} —— 弹丸初始速度;

v_{pf} —— 弹丸出炮口速度。

作为工程估算,计算时不必拘泥于 $p_b(x, t)$ 、 $F_D(x, t)$ 的精确求解和弹丸发射组件的质量变化,不妨假设:导轨电流为恒值,即压力 p_b 为常数;阻力 F_D 忽略不计;弹丸发射组件质量不变,而且初始速度为零。对于圆口径导轨炮应有

$$F_r = \frac{1}{2} L_r I_r^2 = \pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 P_b \quad (9-20)$$

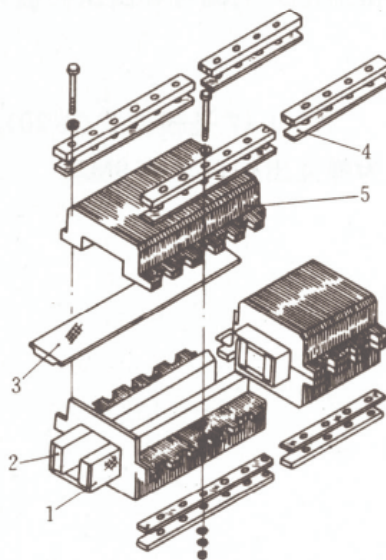


图 9-11 方口径层叠式炮管结构

由给定的电流可算出压力值,随后根据设计目标要求 $m_r v_r^2/2$, 由下式进行估算:

$$\pi \left(\frac{D}{2} \right)^2 p_b l_s = \frac{1}{2} m_r v_r^2 \quad (9-21)$$

图 9-12 是根据式(9-20)绘制的曲线族,从中可估算炮管长度和口径值。设计目标定为弹丸出炮口动能 9MJ。

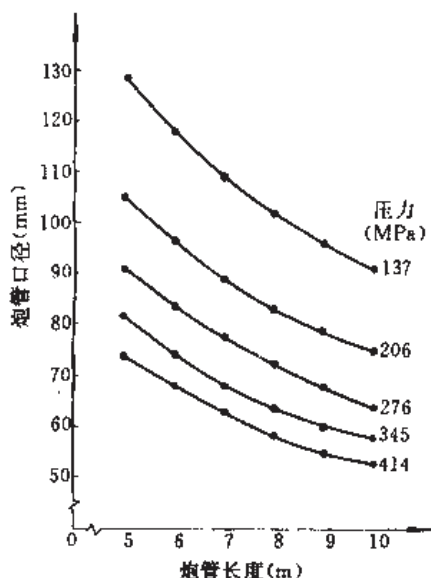


图 9-12 炮管长度和口径关系曲线

仿照上述方法,对不同形状口径、设计目标以及其它类型的电磁炮,也可绘制类似的曲线族,进行工程估算。

9.3 导轨炮的电热特性

我们知道,导轨炮的驱动力与电感梯度成正比;导轨的焦耳热损失与电阻成正比;导轨的烧蚀与温度分布有关。然而这些与导轨炮性能、寿命和可靠性等息息相关的电热参数却很大程度上取决于电流分布状况。

如同建立等离子电枢模型一样,人们也在致力于寻求合理、有效和较精确的电流分布模型,总希望找到一个令人满意的电流分布解析式,从中判断某些趋势,预测有关性能。从理论上讲,只要根据完整描述电磁场行为的麦克斯韦方程组出发,就能解决电流分布问题。遗憾的是,由于驱动电流迅速而复杂的变化、弹丸和电枢的高速运动,以及各种边界条件和变化多端的炮管外壳设计……,使这一问题的精确求解事实上成为不可能。通常只能在各种假设的基础上,建立一些适用于局部场合和用于说明某些趋势的简化模型。

本节简要论述某些有代表性的电流分布模型,在此基础上讨论与炮管设计、分析有关的电热参数。

9.3.1 速度趋肤效应及求解电流分布的方法

在 8.2 节固体电枢里,曾谈及有关导轨电流分布的速度趋肤效应。这里,将以炮管角

度较深入地讨论这一问题。分析此类关于电磁场的问题,应从麦克斯韦方程组出发,即

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho & (9-22a) \\ \nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & (9-22b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (9-22c) \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & (9-22d) \end{cases}$$

并结合下列关系式

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (9-23a)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (9-23b)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (9-23c)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (9-23d)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla U \quad (9-23e)$$

$$\mathbf{H} = -\nabla U^M \quad (9-23f)$$

式中 \mathbf{D} ——电位移矢量;

ρ ——电荷密度;

\mathbf{A} ——磁矢位;

U^M ——磁位差,与电位差 U 对应。

求解方程组,除初始条件外,边界条件十分重要。如两种介质界面,从介质 2 指向介质 1 的连续性条件为

$$D_{n1} - D_{n2} = \rho_s \quad (9-24a)$$

$$E_{t1} = E_{t2} \quad (9-24b)$$

$$B_{n1} = B_{n2} \quad (9-24c)$$

$$H_{t1} - H_{t2} = j_{ns} \quad (9-24d)$$

式中 ρ_s ——电荷面密度;

E_t —— \mathbf{E} 的切向分量;

D_n —— \mathbf{D} 的法向分量;

H_t —— \mathbf{H} 的切向分量;

B_n —— \mathbf{B} 的法向分量;

j_{ns} ——电流面密度在 $\mathbf{n} \times \mathbf{t}$ 方向上的投影。

在图 9-13 所示导轨炮中,取弹丸为参考坐标系。弹丸以速度 v , 向右运动,电枢相对于弹丸不动,而导轨相对于弹丸向左以速度 $v_r = -v$, 向左运动。在此坐标系中,根据广义欧姆定律:

$$\frac{1}{\sigma} \mathbf{j} = \mathbf{E} + \mathbf{v}_r \times \mathbf{B} \quad (9-25)$$

应以式(9-25)代替式(9-23c)求解。式(9-25)中右边的第二项是由于弹丸的运动引起的,即使导轨通以恒电流,对上导轨来说该项迫使电流向下;而对下导轨该项迫使电流向上。这种因弹丸以某一速度运动,而使电流趋向表面流动的现象,称为速度趋肤效应。

速度趋肤效应改变了导轨和电枢电流的分布,产生了更为不良的焦耳热损失,也引起

电参数的改变。在炮管设计中,这是一个必须分析计算的问题。

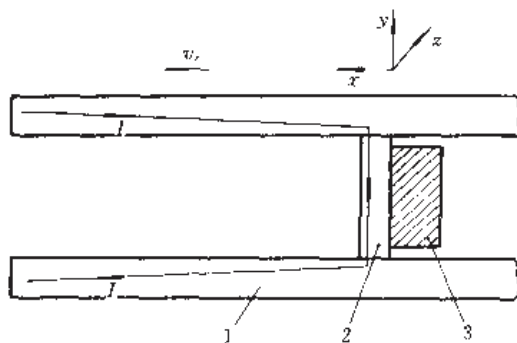


图 9-13 导轨炮速度趋肤效应原理

1—导轨;2—电枢;3—弹丸。

根据式(9-22)、式(9-23)、式(9-24)和式(9-25),一般说来,消去其余变量后可得到某一变量的波动方程、扩散(传导)方程或拉普拉斯方程。依照具体情况,可选择不同变量着手分析,如在图 9-13 所示导轨炮中,应有以下三种不同情况:

其一,非导体区,此区电流为零。选择磁位差 U^M 着手,可导得 U^M 的拉普拉斯方程

$$\nabla^2 U^M = 0 \quad (9-26)$$

其二,弹丸右方的导体区,此区电位差 U 为零。选择磁矢位 A 着手,可导得

$$\nabla \times \nabla \times A + \mu\sigma \frac{\partial A}{\partial t} - \mu\sigma v_r \times \nabla \times A = 0 \quad (9-27)$$

其三,弹丸左方的导体区,此区电位差 U 不恒为零。选择磁矢位 A 着手,可导得

$$\nabla \times \nabla \times A + \mu\sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \mu\sigma \nabla U - \mu\sigma v_r \times \nabla \times A = 0 \quad (9-28)$$

根据图 9-13 可假设: B 只有 Z 方向分量, E 、 A 、 v 只有 X 方向分量。这样,问题可简化为标量方程求解。其具体解法通常有以下几种:

一、有限元法

这是一种最常用的方法。不同变量的求解常可得到类似的方程,例如 9.2.2 节所述的静磁场的解法和稳态热传导相同,此时可借用有限元解法的通用程序包求解。许多研究电磁炮的公司、部门都编有专用的程序包。

有限元法多用于分布参数系统,所得的数值解常绘制成二维或三维曲线(如图 8-10 所示的导轨、电枢电流分布曲线)。

二、电流丝法

对于某些电磁场问题,特别其中有大量元件是集总参数模型,从电路观点看求解要容易些。假设电磁炮系统中,除固体导体外均可用集总参数定义,那么对集总参数部件就可根据电路定律分别解得电流、电压、磁场等。根据这种方法,下面对固体导体用电流丝法求解其电流分布,其要点如下:

先假设电流密度方向,可用一束在电流密度方向上的电流丝代替固体导体,其边缘想像成一个无限细、薄的绝缘体。此电流丝模型在物理性能上和固体导体并无区别。

每根电流丝的电流密度是位置和时间的函数。当电流丝截面积很小时,与常用手册上

参数计算公式近似性良好,即可求得每根电流丝的自感和两丝间的互感。在完成固体导体的微元分割后,电流分布就变成一系列电流丝元的电路问题,可用下列方程组描述,即

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{11} & M_{12} & M_{13} & \cdots \\ M_{21} & L_{22} & M_{23} & \cdots \\ \vdots & & & \\ M_{n1} & M_{n2} & M_{n3} & \cdots & L_{nn} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_n \end{bmatrix} \quad (9-29)$$

式中 i_j —— 电流丝电流, $j=1, 2, \cdots, n$;
 L_{jk}, M_{jk} —— 电流丝自感和彼此间互感, $j, k=1, 2, \cdots, n$;
 u_j —— 电流丝电压, $j=1, 2, \cdots, n$ 。

以简单导轨炮为例,其上下导轨对称,都可分割成大量的电流丝元。各电流丝元电流不尽相同,从而决定了导轨电流分布。对于一根细长的电流丝元,可认为其截面上电流均匀分布,由下式计算它的电感

$$L_f = \frac{\mu}{2\pi} l_f \left[\ln \left(\frac{2l_f}{r_f} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (9-30)$$

式中 L_f —— 电流丝元的自感;
 l_f —— 电流丝元的长度;
 r_f —— 电流丝元截面半径。

对于已被分割成两平行电流丝的互感计算,可假设它们为半径为零的两根平行金属线,于是下列公式成立,即

$$M_f = \frac{\mu}{2\pi} l_f \left[\ln \left(\frac{l_f}{d_f} + \sqrt{1 + \left(\frac{l_f}{d_f} \right)^2} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{d_f}{l_f} \right)^2} + \frac{d_f}{l_f} \right) \right] \quad (9-31)$$

式中 M_f —— 两平行电流丝元间互感;
 l_f —— 两平行电流丝的长度;
 d_f —— 两平行电流丝间距离。

从上面两个基本公式出发,可列出简单导轨炮的方程组(9-29)。计算表明^[7],它是一种行之有效的方法,也可用于其它电流分布的计算,如单极发电机中。

三、解析法

在图 9-13 中,假定导轨在 Z 方向无限大,导轨中流过的是恒电流,而且弹丸速度不太高。因此可将这种导轨炮看作稳态电磁场,其边界条件相应比较简单,用解析法可求出如图 9-14 所示的 1 区、2 区、3 区和 4 区的电流和磁场分布。

从麦克斯韦方程组可导出

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \sigma \mu \nabla \times (\mathbf{v}_r \times \mathbf{H}) = 0 \quad (9-32)$$

因为 \mathbf{H} 在 Z 方向, \mathbf{v}_r 在 X 方向上,故简化为:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + v_r \sigma \mu \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (9-33)$$

令 $H_z(x, y) = X(x) \cdot Y(y)$, 分离变量得

$$\frac{d^2 X}{dx^2} + v_r \sigma \mu \frac{dX}{dx} - \lambda^2 X = 0 \quad (9-34)$$

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} + \lambda^2 Y = 0 \quad (9-35)$$

式中 λ ——分离变量法中的本征值。

又设导轨高为 h , 电枢长度为 l_a , 对于各区有以下边界条件, 即

$$(1) \text{ 区} \quad j_y(x, 0) = j_y(x, h) = 0 \quad (9-36)$$

$$\begin{cases} j_x(\infty, y) = I_0 \\ H_z(x, 0) = H_0 \\ H_z(x, h) = 0 \end{cases}$$

$$(2) \text{ 区} \quad \begin{cases} j_x(x, h) = 0 \\ H_z(x, h) = 0 \end{cases} \quad (9-37)$$

$$(3) \text{ 区} \quad \begin{cases} j_y(x, 0) = j_y(x, h) = 0 \\ j_x(-\infty, y) = 0 \\ H_z(x, 0) = H_z(x, h) = 0 \end{cases} \quad (9-38)$$

解得二阶常系数微分方程(9-34)、(9-35), 并根据边界条件确定系数, 就可求得各区的磁场和电流分布。对于(4)区, 因为坐标系是固定在电枢上的, 式(9-33)中的第三项为零, 按前面各区的方法可求解。图 9-15 是根据上述方法所得数值绘制的电流分布图。

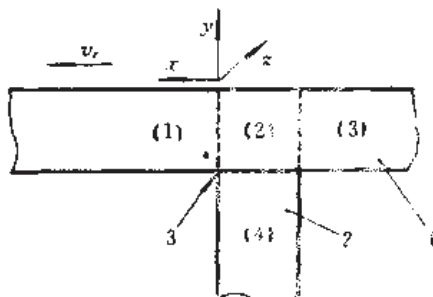


图 9-14 导轨炮计算分区

1—导轨; 2—电枢; 3—坐标原点。

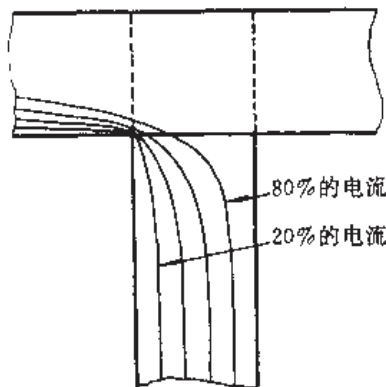


图 9-15 电流分布图 ($v_r = 50\text{m/s}$)

9.3.2 电感和电流分布

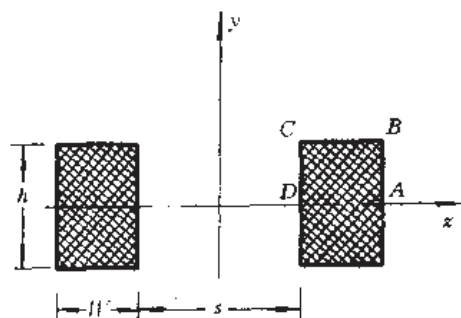
导轨炮的电感是炮管设计中十分重要的参数。由于复杂的电流分布状况, 显然, 仅按导轨几何尺寸计算电感量是不正确的。

由上述可知, 速度趋肤效应造成电流在 $x-y$ 平面上分布不均匀。然而驱动电流的迅速变化, 即我们熟知的高频趋肤效应, 会导致在 $y-z$ 平面上电流分布的不均。这里将讨论高频趋肤效应所形成的电流分布, 并以此为据计算电感。坐标系选取如图 9-16 所示。

对于磁矢位只有 x 方向分量 A_x 不为零, 应有

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} = -\mu j_z \quad (9-39)$$

此式和具有零电阻的导体的静电问题相当, 其中 A_x 对应于静电电位, j_z 对应于电荷密度。

图 9-16 导轨炮 y - z 截面

由于电流及其磁场并不穿过导体界面, A_z 在导体表面为常数, 问题可简化为在给定导体表面常数值 A_z 的情况下求导体中电流的分布。基于上述理由, 克里斯克(Kerrisk)^[8]把静电学的计算方法用于此处, 其步骤如下:

把导体分割成许多由单位电流沿 x 方向流动的线电流元, 坐标在 (y_0, z_0) 的电流条元相应的磁矢位

$$a_z(y, z, y_0, z_0) = -\frac{\mu}{2\pi} \ln[(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2]^{1/2} \quad (9-40)$$

将电流条编号: $1, 2, \dots, k, \dots, K$ 。第 k 个电流条表面上电流密度 j_z^k 并不处处相等, 而是表面弧长 s^k 的函数。于是第 k 个电流条总电流所产生的磁矢位

$$A_z^k(y, z) = \int_0^{R^k} j_z^k(s^k) a_z(y, z; y_k, z_k) ds^k \quad (9-41)$$

式中 R^k ——第 k 个电流条表面的弧总长。

所有电流条产生的磁矢位

$$A_z(y, z) = \sum_{k=1}^K A_z^k(y, z) \quad (9-42)$$

电流条的形状、数目等可根据计算的方便而定, 并按最小二乘法选取。

根据式(9-23d)又有

$$\mu H_y(y, z) = - \sum_{k=1}^K \int_0^{R^k} j_z^k(s^k) \left[\frac{\partial a_z(y, z; y_k, z_k)}{\partial z} \right] ds^k \quad (9-43)$$

$$\mu H_z(y, z) = \sum_{k=1}^K \int_0^{R^k} j_z^k(s^k) \left[\frac{\partial a_z(y, z; y_k, z_k)}{\partial y} \right] ds^k \quad (9-44)$$

而根据式(9-40)得

$$\frac{\partial a_z(y, z; y_k, z_k)}{\partial y} = -\frac{\mu}{2\pi} \cdot \frac{y - y_k}{[(y - y_k)^2 + (z - z_k)^2]} \quad (9-45)$$

$$\frac{\partial a_z(y, z; y_k, z_k)}{\partial z} = -\frac{\mu}{2\pi} \cdot \frac{z - z_k}{[(y - y_k)^2 + (z - z_k)^2]} \quad (9-46)$$

在选定电流条的形状后, 弧长 s^k 是 y_k, z_k 的函数, 于是 H_y, H_z 可确定。根据式(9-22d), 忽略位移电流, 可求出电流密度 j 。

以下根据电感的定义 $L = \Phi / I$ 计算电感量。在图 9-16 中, Φ 可看作是穿过两导轨间和 z 轴相交的磁通量。因为两导轨流过大小相等、方向相反的电流, 故下式成立, 即

$$H_z(0, z) = 0 \quad (9-47)$$

于是

$$\Phi = L_r I = \mu \int_{-s/2}^{s/2} H_r(0, z) dz \quad (9-48)$$

式中 Φ —— x 方向单位长度磁通;

L_r —— 单位长度电感。

将式(9-43)代入式(9-48),并交换积分变量得

$$L_r I = - \sum_{k=1}^K \int_0^{R^k} j_z^k(s^k) \left\{ \int_{-s/2}^{s/2} \left[\frac{\partial a_z(0, y; y_k, z_k)}{\partial z} \right] dz \right\} ds^k \quad (9-49)$$

计算对变量 z 的积分

$$\int_{-s/2}^{s/2} \left[\frac{\partial a_z(0, y; y_k, z_k)}{\partial z} \right] dz = a_z(0, s/2; y_k, z_k) - a_z(0, -s/2; y_k, z_k) \quad (9-50)$$

代入式(9-49),并根据式(9-41)、式(9-42)得

$$L_r = [A_z(0, -s/2) - A_z(0, s/2)] / I \quad (9-51)$$

而 $A_z(0, -s/2)$ 、 $A_z(0, s/2)$ 为设计所指定的常数, I 可由电流密度积分而得,从而可计算出 L_r 。

对于图 9-16 所示的两矩形导轨,计算结果如图 9-17 所示。由于对称性,图中仅画出第一象限电流分布。由图可见,在导轨尖角 B 点、 C 点电流密度很大,尤其是内侧尖角 C 点更是如此。进一步计算表明,如果将尖角加工成圆弧状(例如 R 为 $0.05 \sim 1\text{mm}$),在 B 点、 C 点电流密度将显著降低,但尖峰形宽度将增大。

图 9-16 所示的双矩形导轨的单位长度电感,与其相对几何尺寸有关,见表 9-9。

表 9-9 图 9-16 中矩形导轨单位长度电感 L_r ($\mu\text{H}/\text{m}$)

s/h	w/h					
	0.1	0.5	1.0	3.0	6.0	10.0
0.08	0.08490	0.08176	0.08025	0.07741	0.07555	0.07416
0.1	0.10312	0.09863	0.09641	0.09235	0.08973	0.08779
0.2	0.18336	0.17097	0.16446	0.15327	0.14629	0.14131
0.5	0.36063	0.32456	0.30414	0.27006	0.24975	0.23589
1.0	0.55530	0.49073	0.45174	0.38601	0.34754	0.32199
1.5	0.68966	0.60697	0.55482	0.46513	0.41249	0.37786
3.0	0.94249	0.83183	0.75716	0.62161	0.53951	0.48549
5.0	1.13865	1.01296	0.92432	0.75573	0.64932	0.57818
7.5	1.29725	1.16299	1.06564	0.87383	0.74007	0.66221
10.0	1.41068	1.27183	1.16958	0.96355	0.82472	0.72823
12.0	1.48283	1.34161	1.23675	1.02276	0.87612	0.77297

为计算方便,根据表 9-9 中数据,采用最小二乘法进行拟合,得

$$L_r = [A + B \ln(F_1)] \cdot \ln(F_2) \quad (9-52)$$

式中

$$F_1 = 1 + a_1(W/h) + a_2(W/h)(s/h) \quad (9-53)$$

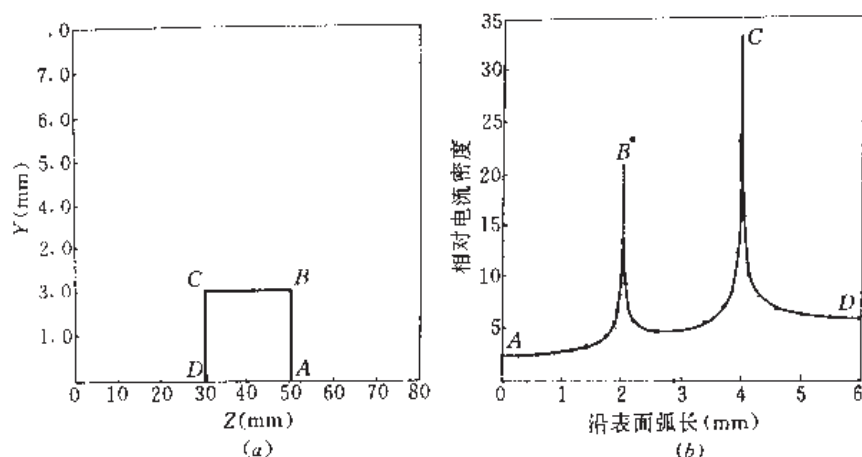


图 9-17 两矩形导轨表面相对电流密度分布
(a)第一象限中导轨截面;(b)表面相对电流密度分布。

$$F_2 = b_1 + b_2(s/h) + b_3(W/h) + b_4(s/h)(W/h) \quad (9-54)$$

拟合常数及标准偏差,如表 9-10 所示。

表 9-10 L_r 的拟合参数值

参 数	值	标准差
$A(\mu\text{H/m})$	0.5406410	0.0032
$B(\mu\text{H/m})$	-0.0777133	0.0014
a_1	3.297143	0.1460
a_2	-0.0660307	0.0069
b_1	1.007719	0.0089
b_2	2.743651	0.0581
b_3	0.0220931	0.0036
b_4	0.2637392	0.0368

在炮管设计中,炮管外壳常采用金属管状结构,势必会对导轨电流分布产生明显影响。图 9-18(a)表示了将两导轨放入金属管内的截面示意图(由于对称,图上只画出了上半部)。在表面 1,如图 9-18(b)所示,尖角处 B 点电流密度最大,D 点电流密度值比 A 点低,这与图 9-17(b)明显不同。表面 2 电流分布,如图 9-18(c),与表面 1 对应,但电流密度大小相等、符号相反。金属管表面如图 9-18(d)所示,在 $z=0$ 处即图中 M 点,电流密度为零,由于电磁感应所致,其表面电流密度与邻近导轨的电流密度符号相反。

9.3.3 趋肤深度、电阻和温度分布

以上关于电感计算所涉及的电流分布,忽略了两个重要事实:第一,没有同时考虑电流沿 x 方向变化;第二,没有提及趋肤深度。对于电阻的计算,这两个因素至关重要。在大口径、高能量的导轨炮中,电阻的热损失约占一半,考虑上述两个因素影响,较精确地计算导轨的电阻值,是热分析的重要任务。此处,我们在作一些简化假设的基础上(也只能如此),考虑趋肤深度随时间的变化,建立起电阻从一维过渡到三维的模型,接着讨论温度的分布。

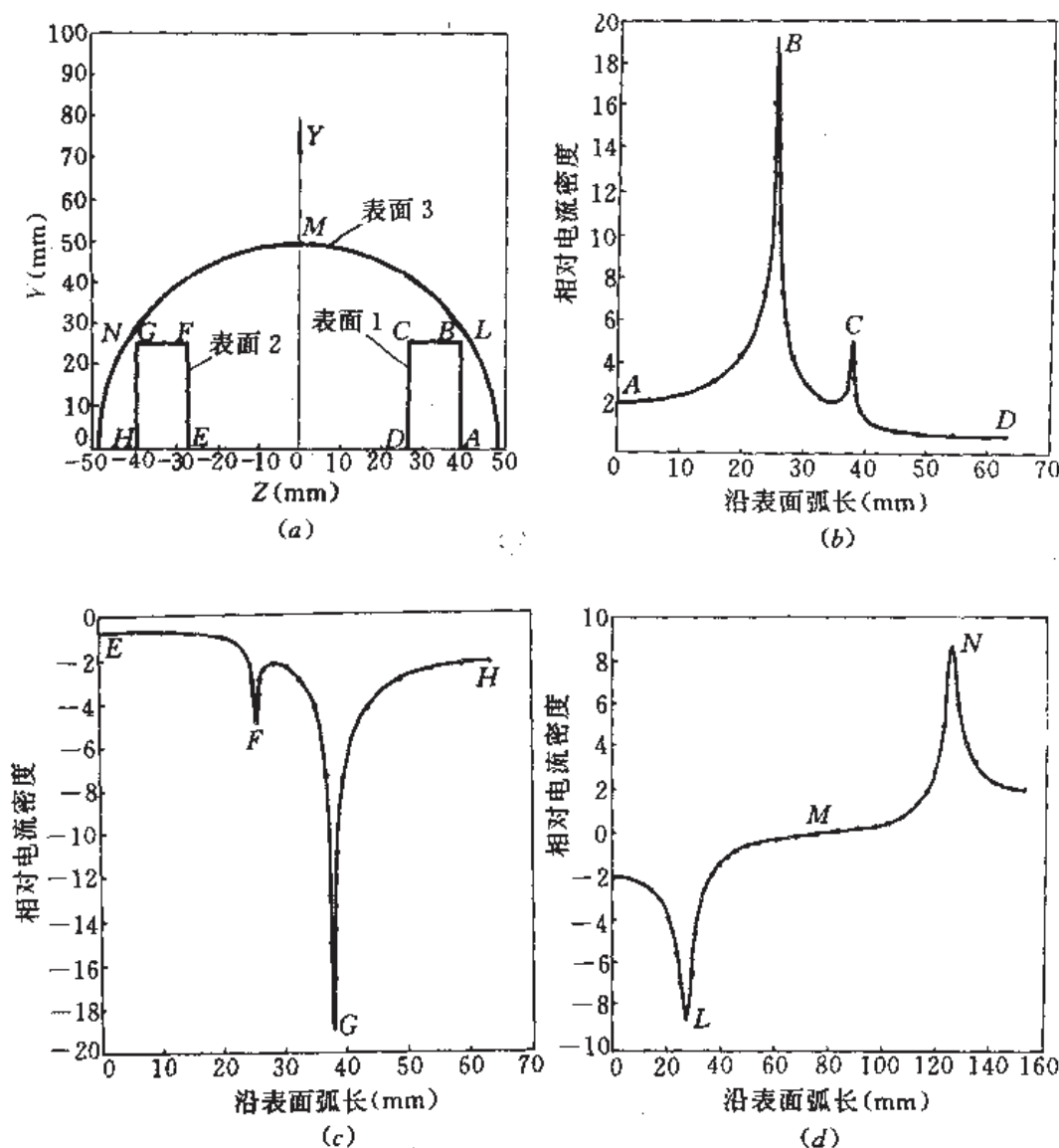


图 9-18 矩形导轨放入金属管内电流分布

(a) 上半部导轨截面; (b) 表面 1 相对电流密度分布;

(c) 表面 2 相对电流密度分布; (d) 表面 3 相对电流密度分布。

一、与时间有关的一维电流扩散

如果在图 9-13 中, 导轨在 y 方向无限高, 导轨在 x 方向长度远大于在 z 方向宽度 h , 则电磁场就成为一维问题, 于是

$$\sigma\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} \quad (9-55)$$

是典型的一维扩散问题。如果是阶跃激励, 相当于在导轨上突然加上电流, 则式(9-55)的解为:

$$H_z = H_0 \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{y}{\sqrt{4t/\sigma\mu}} \right) \right] \quad (9-56)$$

式中 $\operatorname{erf}(x)$ ——误差函数, 定义为 $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$;

H_0 ——阶跃磁场强度幅值;

t ——阶跃开始后的时间。

电流密度应为

$$j_x = \frac{H_0 \exp\left(-\frac{y^2}{4t/(\sigma\mu)}\right)}{\pi t/(\sigma\mu)} \quad (9-57)$$

总电流

$$I = h \int_0^\infty j_x(y, t) dy \quad (9-58)$$

定义趋肤深度 δ , 即

$$\delta(t) = \int_0^\infty \frac{j_x(y, t) dy}{j_0} \quad (9-59)$$

式中 j_0 ——表面电流密度。

因此, 根据定义, 单位长度电阻 R_s 应为

$$R_s = \frac{Ex}{I} = \frac{\frac{1}{\sigma} j_0}{h j_0 \delta(t)} = \frac{1}{h \sigma \delta(t)} \quad (9-60)$$

由式(9-57)、式(9-59)计算得

$$\delta(t) = \sqrt{\frac{\pi t}{\sigma \mu}} \quad (9-61)$$

上式中 $t \rightarrow \infty, \delta(t) \rightarrow \infty$, 意味着随着 t 的增长, 电流逐渐扩散到整个导轨。

二、二维的电流分布和等效宽度 h_s

当把 z 方向的导轨尺寸限定为 W , 暂不考虑 x 方向, 同时又以正弦高频激励代替阶跃电流激励, 则变成了图 9-16 所示情况。这种二维电流分布的情况是已知的: 内表面电流密度最大, 上、下表面次之, 外侧表面最小。经详细计算, 对各表面相应加权为 1、0.8、0.4, 于是提出等效宽度 h_s 的概念, 其值为

$$h_s = 1.0h + 1.6W + 0.4h \quad (9-62)$$

由于等效宽度 h_s 的引入, 可利用式(9-60)计算二维情况下单位长度电阻 R_s 。

三、与时间有关的三维情况下电阻计算

在上述分析的基础上, 设想电枢一段一段地向前运动, 对应为 $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots, \Delta x_N$ 。对于每一段都有一个很小的而又不同的趋肤深度 $\delta_n(t)$, 于是上、下两根导轨总电阻

$$R_r = 2 \sum_{n=1}^N R_s \Delta x_n = 2 \sum_{n=1}^N \frac{\Delta x_n}{h_s \sigma \delta_n(t)} \quad (9-63)$$

至此, 已经求得计算导轨电阻 R_r 的公式, 但忽略了温度对电阻的影响。

四、导轨的温度

研究导轨温度, 着眼于导轨的烧蚀。在导轨炮中, 热源是电流的热效应, 若是绝热过程, 导轨温度升高

$$\Delta T(x, y, z, t) = \frac{1}{\rho c \sigma} \int_0^t j^2(x, y, z, t') dt' \quad (9-64)$$

但由于热传导和辐射,使计算更趋复杂。热辐射由斯蒂芬-玻耳兹曼定律描述,它与 T^4 成正比。如果只考虑热传导,根据能量守恒定律应有

$$\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = f(x, y, z, t) \quad (9-65)$$

式中, $f(x, y, z, t)$ 表示热源,此处为电流。

根据热传导定律,可推导出关于温度 T 的热传导方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{k}{\rho c} \nabla^2 T = \frac{1}{\sigma} j^2 \quad (9-66)$$

由于求电流密度 j 的精确解已很困难,那么解方程式(9-66)就可想而知了。

在导轨炮中还必须考虑一个重要事实:等离子体电枢的温度远高于导轨的温度。电枢以高速运动(远大于声速),进行热传播,甚至还具有波的特征。分析和比较表明:对于长度为 l_s 的电枢,在一段时间 t_s 里,电枢和导轨的热传导,是导轨温度升高以至于熔化、烧蚀的决定性因素。既然如此,就应把注意力集中在导轨和电枢的界面上,于是可用成熟的公式^[9]进行炮管的热分析和炮管材料的选择,即

$$qt_s^{1/2} = \Delta T_s \sqrt{\pi \rho c k} \quad (9-67)$$

式中 q —— 热流密度;

t_s —— 暴露时间,指膛壁材料和等离子体电枢接触的时间间隔;

ρ —— 膛壁材料密度;

c —— 膛壁材料比热;

k —— 膛壁材料热导率。

9.3.4 导轨电阻和温度的关系

金属的高导电性是由于其内含有大量载流子,即传导电子所造成的。在有外加电场时,原呈现无规则运动的电子形成了电流。金属导电性的经典理论不能正确地解释电阻率 ρ 和温度的关系,应该用金属电导的量子理论解释^[10]。

金属电导的量子理论是以量子力学和费米-狄拉克量子统计为基础。它指出,金属中传导电子的能量分布由费米-狄拉克分布函数描述,即

$$f_F = \left[\exp \left(\frac{W_e - \mu_e}{kT} \right) \right]^{-1} \quad (9-68)$$

式中 f_F —— 费米-狄拉克分布函数;

W_e —— 传导电子能量;

μ_e —— 传导电子化学势;

k —— 玻耳兹曼常数;

T —— 开尔文温度。

由上式可导出电流密度的欧姆定律 $j = \sigma E$, 其中

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \bar{\lambda}_e}{m_e v_e} \quad (9-69)$$

式中 n_e —— 金属中单位体积传导的电子数;

e —— 电子电荷;

$\bar{\lambda}_e$ —— 具有费米能量的电子平均自由程;

m_e ——电子质量；

v_e ——传导电子的热运动速度。

平均自由程 $\bar{\lambda}_e$ 由下式计算，即

$$\bar{\lambda}_e = \frac{Ed_0}{\pi n_0 kT} \quad (9-70)$$

式中 E ——金属的杨氏模量；

d_0 ——晶格常数；

n_0 ——单位体积中原子个数， $n_0 \approx n_e$ 。

将式(9-70)代入式(9-69)得

$$\sigma = \frac{e^2 E d_0}{\pi m_e v_e kT} \quad (9-71)$$

只要温度不是很低，由上式计算的结果与实验资料基本一致。

金属中电子的规则运动——电流，被量子理论解释为：电子德布罗意波是由金属晶格的非谐热振动散射后的传播形成的，除了超导体，正是这种散射导致了各种纯金属电阻的存在。

晶格中的杂质原子也使晶格排列顺序的周期性遭到破坏，它也是电子波散射及金属电阻的根源。金属的电阻率 $\rho (=1/\sigma)$ 由两部分组成：

$$\rho = \rho_r + \rho_{im} \quad (9-72)$$

式中 ρ_r ——电子波被密度涨落散射造成的电阻率；

ρ_{im} ——杂质散射所造成的电阻率。

制成导轨的金属材料总有杂质存在，重要的是 ρ_{im} 与温度无关，即使温度极低 ($T \rightarrow 0$)，也有剩余电阻率 ρ_{im} 存在。

9.4 炮管内膛材料

材料与电磁炮的性能、寿命、可靠性和成本有直接的联系。由于电磁炮部件是在极为恶劣的条件下工作：一是使用大电流，约 100kA~2MA；二是承受高压(200~600MPa)和高温(等离子体温度可达 2 万摄氏度以上)；三是炮管与弹丸的高速相对运动，速度达 2~10km/s，甚至更高；四是炮口等部位可能出现强电弧等，因此炮管材料的选用应以这些条件为依据。

9.4.1 炮管材料研究试验和进展

近年，炮管材料的研究与试验都有引人注目的进展，其中金属基复合材料、陶瓷基复合材料和树脂基复合材料一直是探讨的重点。表 9-11 列出了截至 1990 年初美国有关炮管内膛材料研究与试验的概况^[1]。

改进导轨和绝缘体的材料，对减小烧蚀、侵蚀和内膛表面磨损，提高导轨炮的性能和寿命，起了十分有益的作用。实验表明，铜合金导轨在低速、大电流等离子体电枢情况下，侵蚀和磨损并不严重，但在固体电枢、混合电枢情况下却很显著。由于高能量导轨炮的使用寿命低和频繁的炮膛维护，使选择铜导轨并不具有吸引力。固态钼虽然能提高导轨的抗

表 9-11 在美国近年炮管内膛材料研究与试验概况

部 门	导 体 材 料	绝 缘 体 材 料
美国陆军 装备研究与发展中心	在 FLINT 导轨炮上, 试验钼复层导轨	在 FLINT 导轨炮上试验; 把 Al_2O_3 陶瓷加入环氧树脂, 作为内膛绝缘体; 初化增强 Si_3N_4 、 Al_2O_3 、 Al_2O_3/Cr_2O_3 陶瓷试验
Astron 研究所	在铜等离子体喷涂 Mo、W; 在铜导轨上化学气相淀积 W; 把石墨铜焊到铜导轨上	热压 Si_3O_4 ; 玻璃和石英纤维织物增强聚酰亚胺
美国陆军 弹道研究实验室	以耐熔的金属(W、W-Re、Mo、Mo-TZM)包 覆在铜或 Nb 增强的铜上	Si_3N_4 、AlN 晶须增强的 Al_2O_3 陶瓷; 玻璃纤维增强聚酰亚胺
Eglin 空军基地	在 PUG 导轨炮上试验; 耐熔金属(W、W-Re、Mo、Mo-TZM)包覆或喷 涂在铜导轨上; 石墨粘合到铜导轨上	在 PUG 导轨炮上试验; Si_3N_4 、SiC 晶须增强的 Al_2O_3 陶瓷
GT 设备公司	未报道	在 E-T 混合炮上试验 Si_3N_4 、 Al_2O_3 棒
洛斯·阿拉莫斯实验室	未报道	SIALON 陶瓷作为支撑绝缘体
MER 公司	增强 TiB_2	初化增强 Al_2O_3
SPARTA 公司	在 6 种不同导轨炮上试验; Mo、W、Mo-TZM、W-Re 包覆在铜上; 陶瓷导 体(包括 TiB_2 等)	初化增强 AlN、SiC、 Si_3N_4 、 Al_2O_3 、 Al_2O_3/Cr_2O_3 陶瓷; 陶瓷基体复合物; 改进型树脂基体复合物
德克萨斯技术大学	各种等级的 Cu-W、W、W-Re 电极和开关材 料试验	以 Si_3N_4 、SiC 作基体和陶瓷基体、树脂基体复 合物重复脉冲电压击穿试验
Supercon 公司	以纯 Nb 扩散到铜导轨上	未报导
德克萨斯大学机电中心	固态钼导轨和等离子体喷涂钼导轨	在导轨炮上试验; 石英条粘合到树脂基体复合物上; 2m 长 Al_2O_3 陶瓷; 树脂基体复合物
西屋公司 研究与发展中心	Mo 包覆在铜上; W 或 Mo 包覆到铜上的先进方法	BN、 Al_2O_3 加入环氧中; EP 氧化铝纤维加入环氧中; 石墨纤维加入环氧中

侵蚀性,但它的高电阻却会引起过大的焦耳热损失,而且固态钼还具有价格贵、韧性差、加工困难等不足之处。石墨覆层对改进导轨性能有很大潜力,可是这种导轨的机械特性差,技术上也不成熟。

在铜表面扩散固态钼覆层的高强度导轨,可用来解决导轨的侵蚀问题。用这种导轨,以 500kA/cm 的线电流密度,在大口径等离子体电枢导轨炮上射击发数超过 70 发后,发现其每发的质量损失,仅是铜导轨的 $\frac{1}{50}$ 。将精制的钼片包覆到铜合金上,可得到 1mm 厚的覆层。这种材料已经实践证实可用,曾在 90mm 圆口径导轨炮的等离子体电枢和固体电枢上进行过实验。

对于高能量导轨炮的绝缘体,采用玻璃增强树脂基体(G-9、G-10、G-11)并非上策。这些材料对将来连续发射的导轨炮而言,其抗烧蚀、侵蚀能力、强度和抗机械损伤力都还达不到要求。陶瓷基体复合物大有希望,它具有潜在的和优异的抗烧蚀、侵蚀力,以及所需要的强度。然而,现有的商品级陶瓷的断裂韧性、抗热冲击力和弯曲强度都较低。它们承受动态冲击而表面没有产生破裂或剥落的试验结果是值得怀疑的。

SPRATA 开发了高级复合陶瓷 $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cr}_2\text{O}_3$ (专利) 和 Si_3N_4 陶瓷, 其电气、机械特性经分析可满足导轨炮需要。这些材料的微观结构使其具有高韧性、高强度和合适的电压击穿强度, 这是通过采用 SiC 晶须增强、控制纯净原材料实现的。从现有的和发展规划制订的先进的电磁陶瓷材料性能相比来看, 已有部分参数超过目标规定值 (见表 9-12)。

表 9-12 电磁炮陶瓷绝缘材料已达到的水平和规划目标的比较

特 性	规划目标 (第二阶段要求)	已达到水平	
		Si_3N_4 ①	$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cr}_2\text{O}_3$ ②
弹性模量 (GPa)	275	317	283
弯。曲强度 ^③ (MPa)	345~380	681	507
断裂韧度 ($\text{MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$)	5~9	10.5	7.5
多次射击后表面击穿电压 (kV/cm)	1	0.8~1	4
烧蚀 (g/MJ)	最大 1	≈ 0.1	0.1

① $\text{Si}_3\text{N}_4\text{---Y}_2\text{O}_3\text{---ZrO}_2\text{---SiC}$ (晶须);

② $\text{Al}_2\text{O}_3\text{---Y}_2\text{O}_3\text{---ZrO}_2\text{---Cr}_2\text{O}_3$;

③按统计分析确定可靠性, 定义为每试验一千次允许一次故障。

可以说, 近年来在炮管内膛材料的研究与试验方面, 发展目标明确, 工作卓有成效, 前景也令人乐观。以下就绝缘材料和导体材料分别加以阐述。

9.4.2 绝缘体材料的选择和评价

在炮管结构一节中, 曾多次提到 G-10、Lexan 等绝缘材料的制成品。随着电磁炮技术的迅速发展, 对材料要求越来越高, 迄今用于导轨炮的绝缘体材料除常用的有机聚合物、工业陶瓷外, 还有改进的陶瓷材料和正在完善的高级陶瓷复合材料 (表 9-13)。

表 9-13 可用作内膛的绝缘体材料

类 别	型 号
有机聚合物	Lexan
玻璃纤维增强聚合物	G-10、G-11、玻璃-聚酯、玻璃-聚酰亚胺
工业陶瓷	Al_2O_3 , Mullite
改进陶瓷	SiC , Si_3N_4 , PSZ, AlN
高级陶瓷复合材料	$\text{Al}_2\text{O}_3\text{---SiC}$ (晶须增强)

导轨炮绝缘体材料的选用应着眼于实际工作所承受的恶劣环境, 必须考虑以下几个因素:

抗烧蚀、抗熔化和抗侵蚀能力 材料被烧蚀、熔化和侵蚀增加了等离子体电枢质量。这不仅降低了导轨炮的效率, 而且易导致再点火。当因烧蚀等引起导轨炮口径增大时, 继续射击就会产生等离子体泄漏现象。它们是影响导轨炮性能的重要因素。

实验表明, 每次射击后, Lexan、G-10 等绝缘体材料的厚度要减少 $0.01\sim 0.1\text{mm}$ 。显然, 这对于连续射击的导轨炮而言是不允许的。对绝缘体材料的抗烧蚀、抗熔化和抗侵蚀能力, 可根据式 (9-67) 进行定量描述。此时, 式中的 ΔT , 可选取材料的熔化温度。为便于比较, 把 t_s 取作 $100\mu\text{s}$ 。绝缘材料的性能比较列入表 9-14。由表可见, 陶瓷类的绝缘体材料,

在同样条件下所需的热流量密度 q 要比其他材料高得多,这就意味着它们有更强的抗烧蚀和抗熔化能力。

抗热冲击能力 导轨炮经多发射击后,内膛绝缘体热结构的性能与它们对瞬态热冲击的承受能力有关。如果热冲击所产生的热应力使绝缘体表面产生裂缝,就可能导致下一次射击的故障。热应力与热冲击温度、材料热膨胀有以下关系,即

$$\sigma_s = E\alpha_s\Delta T/(1 - \nu) \quad (9-73)$$

式中 σ_s —— 热应力;

E —— 杨氏模量;

α_s —— 热膨胀系数;

ν —— 泊松比;

ΔT —— 瞬态热冲击温度变化。

而由式(9-67)可知, ΔT 与 $(\rho ck)^{-1/2}$ 成比例。通常以弯曲强度与热应力之比表征材料对热应力产生裂缝的抵抗能力,即

$$\text{TSR} = \frac{\tau_m(1 - \nu)(\rho ck)^{1/2}}{E\alpha_s} \quad (9-74)$$

式中 TSR —— 抗热冲击能力,无量纲;

τ_m —— 弯曲强度。

计算结果(见表 9-14)表明,改进陶瓷作为绝缘体的材料有很大的优势。

抗断裂能力 内膛绝缘体和支撑绝缘体在导轨炮的动态冲击力作用下,应保持整体性的性能。为此,材料的压缩强度应大于等离子体压力和炮膛预紧力。对材料拉伸或弯曲极限强度的要求取决于所受载荷和炮管尺寸等。一般说来,有机合成材料如 Lexan、G-10 等,虽然压缩强度不高,却不易断裂,不易产生裂纹。而陶瓷材料虽有高的压缩强度和抗蠕变能力,但断裂强度较低(易碎),在动载荷下尤其如此。

导轨炮的故障大多不是由压缩应力引起的。这种炮的故障往往发生在拉伸应力作用的表面弯曲处、某些局部应力集中点、表面裂缝处,以及因表面磨削等而产生较大残余拉应力的部位。材料的抗断裂能力与断裂极限强度、临界裂缝尺寸有关,一般以断裂韧度表示,即

$$K_{Ic} = \alpha_f \sigma_f l_{fc}^{1/2} \quad (9-75)$$

式中 K_{Ic} —— 断裂韧度;

α_f —— 与裂缝几何尺寸有关的常数;

σ_f —— 断裂极限强度;

l_{fc} —— 临界裂缝尺寸。

有关断裂的测量是一个统计概念,它也与裂纹的分布有关。简化的两参量韦伯尔(Weibull)函数,给出了出现断裂的概率

$$P_f = 1 - \exp\left[-V\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{m_f}\right] \quad (9-76)$$

式中 V —— 在拉伸应力作用下的有效体积;

σ —— 断裂应力;

σ_0 —— 特征应力;

m_f ——韦伯尔模数,由裂纹分布而定。

常用的工业陶瓷如 Al_2O_3 等,其 K_I 值为 $2\sim 3\text{MPa m}^{1/2}$,达不到导轨炮的使用要求。改进陶瓷,如 SiC 、 Si_3N_4 ,特别是 PSZ,有很高的纯度和精细的颗粒,其 K_I 值可达 $4\sim 8\text{MPa m}^{1/2}$ 。表 9-14 列出了几种材料的 K_I 值。有机聚合物由于测量波动范围大,表中没有列出。

表 9-14 绝缘体材料性能比较^[11]

材 料	$q(\times 10^6\text{W/m}^2)$	TSR($\times 10^6$)	$K_I(\text{MPa m}^{1/2})$	$E(\text{GPa})$
Lexan	0.227	0.202		2.4
G-10	0.230	1.63		14.0
G-11	0.243	1.70		15.9
Al_2O_3	12.113	0.953	2.50	386
Mullite	4.094	0.468	2.20	155
SiC	27.629	3.03	4.60	406
Si_3N_4	12.873	5.03	5.00	276
PSZ	5.231	5.92	9.98	205
AlN	13.967	1.91	4.00	345
Al_2O_3 SiC(W)	12.701	1.47	8.00	393

多次射击后击穿电压 它与连续射击次数、口径和烧蚀的情况等有关。目前,对它尚没有统一的定义,多根据具体情况测定。

由表 9-14 可看出,改进陶瓷和高级陶瓷合成材料的性能最佳,但有机聚合物的成本很低。这后一种材料在早期实验导轨炮中,曾得到广泛的应用。以 Lexan 为例,不仅成本低,而且还有其它明显优点:一是低的平均分子量使它的粘滞阻力、烧蚀阻力低,声速高;二是 Lexan 的原子成分有较高的电离电位,不易产生再点火;三是能加工成任意长度等。小口径导轨炮的实验表明^[12],用 Lexan 制作导轨炮内膛绝缘体,可达到 5.65km/s 的高速,而且膛内干净,无再点火发生。

陶瓷材料的改进主要是提高弯曲强度、断裂韧度,以及采用更先进的复合材料技术。根据炮管口径、结构、承受压力和径向最大允许位移等,可以估算出 90mm 口径的高能量导轨炮的断裂韧度约为 $8\text{MPa m}^{1/2}$ 。高级陶瓷复合材料的性能已达到预期要求,目前主要研究工作是降低它的成本和改善加工性能。

9.4.3 导轨材料及其烧蚀

金属及合金常被选作导轨材料。与绝缘体所用材料相比,这些材料的机械特性能满足使用要求,关键在于它们具有一定的抗烧蚀和抗熔化能力。导轨材料的选择依据与炮管相同,主要都是式(9-67)。表 9-15 列出了常用导轨材料的电热参数,由这些参数可计算罗氏品质因数 $qR^{1/2}$ 。在等离子体电枢再点火控制的讨论中,曾列出了某些导轨材料的罗氏品质因数数值(表 8-3),可用作选择导轨材料参考。如前所述,导轨材料研究的重点在于改进、完善铜导轨表面钼覆层或石墨覆层的工艺。

导轨材料的烧蚀是一种极为复杂的现象。之所以如此,不仅由于烧蚀本身是一个复杂的物理化学过程,而且在于导轨烧蚀与诸多因素有关,如炮管的结构尺寸、内膛公差,弹丸的速度,固体电枢的电接触或等离子体温度,以及化学反应、导体与绝缘体相互作用所导致的热、电及机械特性的改变等等。目前,对导轨的烧蚀研究,主要仍靠实验及测试等手

段。

表 9-15 导轨材料的电热参数

材 料	$c(\text{J/g} \cdot \text{K})$	$T_m(^{\circ}\text{C})$	$k(\text{J/s} \cdot \text{cm} \cdot \text{K})$	$\rho(\mu\Omega \cdot \text{cm})$	$d(\text{g/cm}^3)$	$\left(\frac{l}{h}\right)_{\max}(\text{MA/m})$
铜	0.385	1083	3.98	1.7	8.9	50
氧化铝	0.900	660	2.39	2.7	2.7	25
银	0.237	962	4.27	1.59	9.3	32
铌	0.134	3382	2.34	5.5	19.3	55
石墨	0.837	4200	1.76	2720	1.8	35
不锈钢 ^①	0.435	1430	0.16	29	8.0	37
黄铜 ^②	0.377	980	1.21	6.4	8.7	31
钨	0.251	2617	1.38	5.7	9.3	45
钨铜合金 ^③	0.251	3380	2.34	4.6	14.0	64
		1083				
石墨-铜 ^④	0.879	4200	1.76	176	2.97	50
		1083				

①69%Fe, 19%Cr, 9%Ni, 2%Mn; ②83%Cu, 3%Zn, 7%Pb, 7%Sn;

③67%W, 33%Cu; ④84%C, 16%Cu。

导轨烧蚀的热源有两种:电流流过导轨的焦耳热及等离子体的热传导。在 9.3 节里已经讨论了与趋肤效应相关的电流分布、温度分布、趋肤深度和导轨电阻等,这里着重从另一个热源阐述与这些相关的导轨烧蚀问题。

随着等离子体电枢的向前运动,导轨前段瞬间接触到温度可达 2 万摄氏度以上的等离子体电枢,引起电弧放电。这一过程与大电流、高压、气体放电相类似,其实验数据表明:电极两导轨的烧蚀与 di/dt , i_{\max} , idt , i^2dt , 电极材料、尺寸,等离子体性质等有关,其中决定性因素为 idt , 即转移电荷^[13]。显然转移电荷不仅与导体材料有关,而且与导轨的几何尺寸、电枢在该段导轨的运动速度,以及驱动电流等有关。

根据上述解释,可把转移电荷作为评价导轨材料烧蚀的综合参数,并把导轨材料的选择和导轨的机电设计结合起来,对导轨材料在实际工作条件下的烧蚀进行如下评价。

首先设想把导轨分成许多段,每段长

$$\begin{aligned}\Delta l_g &= x_{n+1} - x_n \\ &= \int_0^{t_{n+1}} v_g dt - \int_0^t v_g dt\end{aligned}\quad (9-77)$$

由于每一段电流恒定,因而转移电荷判据成立。

其次,计算每段转移电荷

$$\Delta q = \int_{t_n}^{t_{n+1}} i(t) dt \quad (9-78)$$

进而,可求出每单位长度转移电荷

$$\begin{aligned}\Delta q' &= \frac{\Delta q}{\Delta l_g} \\ &= \int_{t_n}^{t_{n+1}} i(t) dt / \left[\int_0^{t_{n+1}} v_g dt - \int_0^t v_g dt \right]\end{aligned}\quad (9-79)$$

若以 $\Delta q'$ 作为导轨炮系统中导轨材料烧蚀的评价标准,那么 $\Delta q'$ 越小,说明导轨材料的烧蚀

越小。

根据上述评价标准,对简单导轨炮、多匝增强导轨炮、开关控制的多匝增强导轨炮的计算结果进行比较表明^[14],多匝增强导轨炮的导轨烧蚀明显降低,与实验结果一致。

9.5 线圈炮炮管的机械响应

前面分析的炮管均为导轨炮炮管,它们主要由金属导轨和绝缘体两大部分构成,并且质量总是连续成一体(对简单导轨炮而言);而线圈炮的炮管仅由多匝驱动线圈组成,而且炮管线圈可以是连续的,也可按段分立。在导轨炮中,常用金属外壳体将导轨和绝缘体紧固在一起,形成方口径或圆口径的炮管;而线圈炮常用环氧树脂类绝缘介质浇铸线圈,以便加固,从而形成圆口径炮管。当以电流激励导轨炮时,导轨受力、变形及其它电、热特性上面已进行分析,这里仅原则地介绍线圈炮驱动线圈(炮管)被电激励时所产生的瞬态机械特性和动态响应,以及所使用的分析方法。这种方法和结果也适用于弹丸线圈。

9.5.1 集总参数分析方法

线圈炮的重要设计任务之一是研究炮管线圈的瞬态机械响应和结构限制。在通常的工作方式下,驱动频率是从静止开始通过线圈的固有频率而达到高频的,因此需用特定的模型来表征线圈的瞬态机械特性。为了探知这种脉冲方式工作的同轴型线圈的损坏机制,可采用某些薄壁结构线圈来建模和试验。业已熟知,线圈炮的推力是来自静止的驱动线圈和被加速的弹丸线圈间的相互电磁作用,因此同轴线圈必须能传递两线圈间产生的反作用力,而且起支配作用的驱动力是由磁场作用于载流线圈导体而产生的。

对现行的脉冲线圈动态分析时应注意以下几点:首先,磁驱动线圈的动态结构分析方法,自 50 年代后就一直应用在其它场合(如气动弹性领域),在这里只不过老原理新应用而已;其次,当激励频率达到系统的固有(谐振)频率或在其附近时,惯性和刚度之间的联系不能忽略不计,此时机械响应可能是过阻尼的、欠阻尼的,或者是临界阻尼的,为何种阻尼主要取决于材料性质和激励的持续时间;最后,目前在对脉冲线圈故障和损坏分析中仍存在一定困难,因为难以断定线圈故障和损坏是由纯电击穿造成的还是首先由机械破坏开始的。如果极度的电介质变形开始于电击穿,就能够精确地确定瞬态结构响应。

通常,驱动频率是从静止状态通过固有频率达到高频的,而且被驱动结构将在其固有频率上产生共振激励。一般说来,对驱动线圈段的电激励仅需要一有限的持续时间。这样一来,驱动频率将维持在线圈的固有频率上或其附近,从而造成机械共振,有可能使线圈损坏。因此,需要讨论线圈对激励的机械响应问题。

模拟线圈振动的动态特性的方法有 4 种^[15],即工程集总法(又称集总参数法),组合质量法,有限元法和有限差分法。采用每种方法都能得出一定精度的数值结果(视结构子元数)。对于旋转对称体,起支配作用的响应特性可从几个子元中求出。这种情况,若得到一个系统的解析参量模型,使用集总参数法最为有效。

集总参数模型是把一机械的连续区分立成离散的有限个子元,每个子元具有一有限的质量,并且相邻的子元间连接着弹力恒定的“弹簧”,如图 9-19 所示。

如果忽略阻尼时,系统的运动方程可表示成张量形式^[15],即

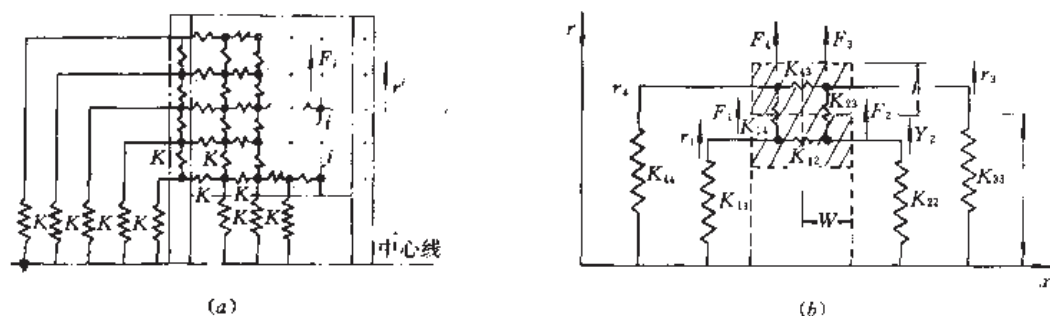


图 9-19 分析线圈炮管用的集总参数模型

(a)一般模型;(b)四子元模型。

$$[m_{ji}][\ddot{r}^i(t)] - [K_{ji}][r^i(t)] = [F_j(t)] \quad (9-80)$$

式中 K_{ji} ——刚度张量分量,共 $j \times i$ 个分量;

m_{ji} ——质量张量分量,共 $j \times i$ 个分量;

F_j ——载荷矢量分量,共 j 个分量;

r^i ——位移矢量分量,共 i 个分量。

在多数集总参数模型中,质量矩阵 m_{ji} 是纯对角线矩阵。解此运动方程的一般方法是用系统的正交(法线)坐标 n_j 表示位移矢量 r^i 分量,即

$$r^i = \Gamma^i n_j \quad (9-81)$$

式中 Γ^i 是方程组(9-80)的特征矢量。通过 Γ^i 把运动方程从一个有联系的四方程组简化成一个无联系的独立方程组。特征矢量及特征值可从以下的同类齐次运动方程获得

$$[m_{ji}][\ddot{r}^i(t)] - [K_{ji}][r^i(t)] = 0 \quad (9-82)$$

因为这是一个普通的二阶微分方程,因此它一定具有谐函数形式的解

$$r^i(t) = \Gamma^i \exp(i\omega_r t) \quad (9-83)$$

式中符号的下标“ r ”表示谐振或响应之意。系统的固有频率 ω_r 可由对行列式(9-84)求根得到,而

$$\det[m_{ij}\omega_r^2 + K_{ij}] = 0 \quad (9-84)$$

得到特征矢量和特征函数后,一般的驱动响应可表示成

$$[\Gamma_i^T m_{ji} \Gamma_j^i] \ddot{n}_j - [\Gamma_i^T K_{ji} \Gamma_j^i] n_j = \Gamma_i^T F_j \quad (9-85)$$

由正交条件表明,运动方程可被简化成

$$m_{ii} \ddot{n}_i - \omega_i^2 m_{ii} n_i = \Gamma_i^T F_j \quad (9-86)$$

则对于任何外力的驱动函数,由杜哈密(Duhamel)积分可求出 $n(t)$ 的解

$$n_i(t) = \frac{1}{m_{ii}\omega_i} \int_0^t \Gamma_i^T F_j(\tau) \sin \omega_i(t - \tau) d\tau \quad (9-87)$$

9.5.2 炮管线圈模型

出于简化目的,可忽略不计所用的绝缘材料和加固材料,使磁脉冲线圈成为理想模型。在这种模型中使用了4个分布在绕组横截面上的子元,如图9-19(b)所示。当然,采用更多子元的复杂模型能得到更详细的信息,但不便于解析表示响应函数。使用图9-19(b)所示的模型,刚度矩阵可表示成:

$$[K_{ij}] = \begin{bmatrix} K_A & K_B & 0 & K_C \\ K_B & K_A & K_C & 0 \\ 0 & K_C & K_A & K_B \\ 0 & 0 & K_B & K_A \end{bmatrix} \quad (9-88)$$

式中各矩阵元素是: $K_A = K_{11} + K_{12} + K_{14}$, $K_B = -K_{12}$, $K_C = -K_{14}$ 。系统的固有频率可通过对方程(9-84)求根解得,其对应振型也有不同。图 9-20 表示了各阶固有频率下对应振型。

一旦建立了线圈的普通齐次响应,特殊的响应则可用驱动函数求出来。由于我们仅考虑了自场力,所以磁场的驱动函数 $F_B(t)$ 正比于驱动时间正弦函数的平方。若令正弦函数的半周期为 t_p ,特殊的载荷矢量就可表示成

$$F_j = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{bmatrix} \sin \omega_p t \quad (9-89)$$

式中,频率 $\omega_p = \pi/t_p$ 。式(9-89)在推导中假设了整个线圈以同样的时间函数被驱动,并且不考虑磁扩散的影响。关于归一化位移的解析解是:

$$n_r(t) = \frac{\Gamma_r^2 f_j}{2m_{rr}\omega_r} \left\{ \frac{\omega_r}{2\omega_p^2 - \omega_r^2} [\cos(2\omega_p t) - \cos(\omega_r t)] + \frac{1}{\omega_r} [1 - \cos(\omega_r t)] \right\} \quad (\text{对于 } t < t_p) \quad (9-90)$$

$$n_r(t) = \frac{\Gamma_r^2 f_j}{2m_{rr}\omega_r} \left\{ \frac{1}{\omega_r} + \frac{\omega_r}{2\omega_p^2 - \omega_r^2} \right\} \left\{ \sin\left(\frac{\pi\omega_r}{\omega_p}\right) \sin(\omega_r t) + \left[\cos\left(\frac{\pi\omega_r}{\omega_p}\right) - 1 \right] \cos(\omega_r t) \right\} \quad (\text{对于 } t > t_p) \quad (9-91)$$

这样,对于任意节点作为时间函数的位移则可用式(9-81)求出。

最后,我们来研究实际炮管线圈的响应问题。典型的炮管线圈是合成结构,把高强度的合金导体以高强度的电介质进行加强,然后封闭在绝缘介质中。每种材料均有不同的结构性质,其机械特性可用体积均分。这里仅就线圈导体加以讨论。常用的线圈导体材料有 KEVLAR、铍铜、铝 7075-T6、OFC 铜等,它们的机械特性已列于参考文献[15]的表中。依据这些表征性能的参量和给定的线圈尺寸,可以算得各种材料线圈的固有频率^[15]。再使用这些固有频率和式(9-90)或式(9-91),可求出机械响应。在某些输入磁场作用下,把材料的峰值形变和材料的屈服强度加以比较,便可确定线圈能承受住的最大磁场(B_{\max} 作为激励周期(T)的函数关系(图 9-21)。从 $B_{\max}-T$ 曲线可见,许用的最大磁场随激励的周期减小(或频率增高)而减小,直到最小值达到对应的最低阶的固有方式点。而在这点上,最大许用力约为静态许用值的一半。当激励周期进一步减小时,最大许用磁场又开始增加。图 9-22 表示出一种形式的特征响应(选用图 9-21 上的相应点和对于一给定线圈作出的)。此图清楚地表明了从静态到动态响应范围内线圈径向(r)形变的差别。

在实际中,炮管线圈的机械响应故障和损坏,常以匝间闪络击穿形式出现。

以上,通过简化的模型分析,使我们对炮管线圈的机械响应有了初步认识。若进一步研究和扩展较复杂的有限元模型,就能模拟单独匝的动力学特性和在三个方向(径向、切向、轴向)上的应力。

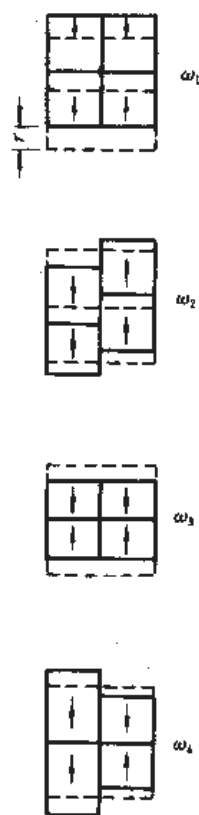


图 9-20 四子元脉冲线圈各阶固有频率下对应振型

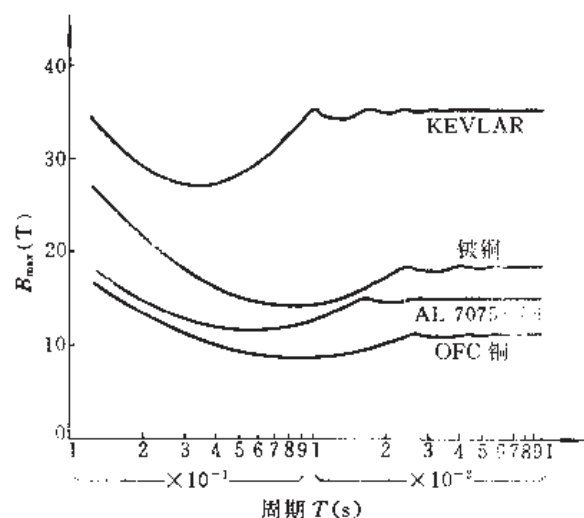


图 9-21 四种炮管材料承受的最大磁场^[16]

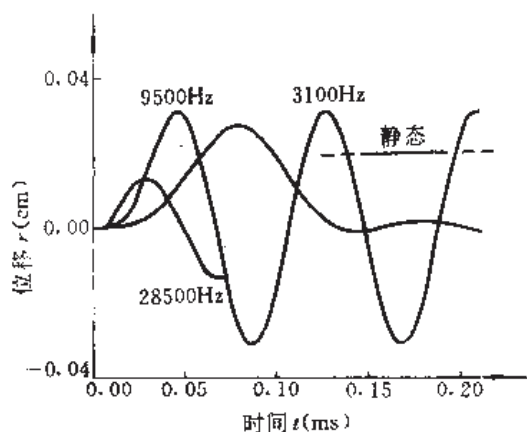


图 9-22 典型的机械响应波形^[16]

参考文献

- 1 Rosenwasser S N. Recent Advance Large Railgun Structures and Materials Technology. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 444~449
- 2 Schnurr N M, Kerrisk J F and Davidson R F. Numerical Predictions of EML System Performance. Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-87-2251, 1987.
- 3 Stevenson R D, Eggers P D, Holland M M, et al. Weaponizable Lightweight, Long-Lifetime Electromagnetic Launcher Barrels. Proceeding of the 3rd European Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, April 1991.
- 4 Wellman G W, Schuler K W. Detailed Analysis of the Structural Consequences of Railgun Augmentation. SAND-88-0617, June 1988.
- 5 Homan C G, Cummings C E. and Fowler C M. Superconducting Augmented Rail Gun (SARG). IEEE Transactions on Magnetics, 1986, 22(6): 1527~1531
- 6 Parker J V. The SRS Railgun, A New Approach to Restrike Control. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 412~417

- 7 Wu A Y, Sun K S. Formulation and Implementation of the Current Filament Method for the Analysis of Current Diffusion and Heating in Conductors in Railguns and Homopolar Generators. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1989, 25(1): 610~615
- 8 Kerrisk J F. Current Distribution and Inductance Calculations for Rail-Gun Conductors. LA-9092-MS, 1981.
- 9 Rohsenow W M, Harnett J P. Hand book of Heat Transfer. McGraw-Hill Co. , 1973.
- 10 亚沃尔斯基 B M, 杰特拉夫 A A. 现代物理学手册. 阎寒梅, 赵惠芝, 李义发等译. 北京: 科学出版社, 1992.
- 11 Rosenwasser S N, Stevenson R D. Selection and Evaluation of Insulator Material for Performance Railgun Bores. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1986, 22(6): 1722~1729
- 12 Witherspoon F D, Burton R L, Goldstein S A. Railgun Experiments with Lexan Insulator. *IEEE Transactions on Plasma*, 1989, 17(3): 353~359
- 13 Jackson G L, Farris L K, Tower M M. Electromagnetic Railgun Extended-Life Bore Material Tests Results. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1986, 22(6): 1542~1545
- 14 Hideaki Kashij, Mamoru Yamada, Tatsuyuki Shikura. Pre-accelerator Design by Estimation of Erosion. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1991, 27(1): 56~60
- 15 Scott Clifton and Peter Mongeau. Transient Response of coaxial pulse Coils. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1984, 20(2): 344~347

第十章 实验用弹丸

10.1 概 述

一切发射式武器的最终效果应该体现在弹丸上。对电炮而言,将弹丸或大质量的有效载荷发射体广义称为射弹。它可以是质量几克以下,速度 20km/s 以上的小弹丸,也可以是常规武器的破甲弹,或者带有寻的、制导功能的导弹,甚至还可以是航天飞机。本章仅讨论通常意义的弹丸。此外,由于电热炮的弹丸和常规火炮的弹丸类似,而且初速与常规火炮相比相差不多(常为 2.5km/s 左右),故本章只讨论电磁炮弹丸,而不讨论电热炮弹丸。

对弹丸的第一个要求是速度和能量。美国国防部关键技术计划(1992 财年)明确要求,对电磁炮“射弹设计将满足在 $2\sim 20\text{km/s}$ 的速度范围内和炮口动能最高达 100MJ 情况下对制导和无制导炮弹的战术和战略要求”,并在 1991 财年和 1992 财年进行 9MJ 射弹试验,1995 财年开始进行 20MJ 试验,1997 财年用“先进的大气层外轻型射弹-7”(Leap-7)进行 100MJ 试验。

以电磁炮作为防御战略导弹的手段有两种可行方案:一是发射许多重为 $1\sim 10\text{g}$ 速度为 20km/s 或更高的小弹丸,在敌方袭击的导弹前面形成弹幕,通过撞击将敌方导弹击毁;二是发射 $1\sim 2\text{kg}$ 的轻型制导炮弹,速度为 $10\sim 20\text{km/s}$,以击毁敌方入侵导弹。

战术电磁炮对弹丸的要求如表 10-1 所示。这种弹丸适用于未来防空、反装甲等的需要。实际上,目前最先进的如德国 120mm 坦克炮、美国 M256 型 120mm 坦克炮、瑞士 120mm 坦克炮、前苏联 T-80 型 125mm 坦克炮弹丸的炮口动能约为 $7\sim 10\text{MJ}$,很难再得到显著提高,而战术电磁炮的炮口动能可望远超过这一水平。

表 10-1 战术电磁炮弹丸速度、能量和发射频率要求

应用范围	质量(kg)	速度(km/s)	点射频率(Hz)	连射频率(Hz)
防空武器	0.05~0.5	3~7	约 10	约 5
反装甲武器	1~5	2.5~5	约 1	约 0.2
野战武器	50~100	1~2	约 0.1	约 0.1

如前所述,一般主要通过采用性能优异的脉冲电源和特殊的电枢,以及改进炮管设计来达到对电磁炮炮口动能要求的。

对弹丸的第二个基本要求是,电磁炮炮管和弹丸应有良好的界面关系。首先以材料而言,由于电磁炮以强脉冲电流(高达 $100\text{kA}\sim 2\text{MA}$)加速和驱动弹丸,因而不能允许这样大的电流通过弹丸的引信、弹体药室等部位。因此,要求电磁炮的弹丸必须采用绝缘材料作电隔离。同时,冲击加速度的峰值很高,也对材料提出了苛刻的要求。其次,从结构上看,在炮管内膛允许有一定径向位移的前提下,绝缘体部件应和炮管良好配合,避免将等离子体“吹出”。穿甲弹要求比动能(单位面积动能)高,多采用细长杆形弹芯和内膛导向结构设

计,所以对材料也有特殊的要求。再次,电磁炮炮管内的强电磁环境,是电磁炮弹丸设计要考虑的特有因素之一。若弹丸上装有引信、制导装置,其抗干扰性能也成为复杂而需要研究的课题。

应该强调,在保证同样初速条件下,降低峰值加速度和平均加速度之比,就可降低对弹丸组件材料的要求,有利于结构设计。

对弹丸的第三个基本要求是,应有良好的内弹道、中间弹道、外弹道和终点弹道性能,以便准确击中目标,充分发挥着靶功能和杀伤效果。

迄今,对电磁炮弹丸的研究工作大部分还处于原理性和试验性探讨阶段。虽说 1988 年 8 月美国卡曼(Kaman)科学公司首次发射成功具有实际战术意义和杀伤效果的轻型反装甲和防空弹丸,以及 1992 年美国陆军装备研究发展和工程中心已在尤梅靶场开始试验 90mm 口径的导轨炮,但截至今日所发射的绝大部分弹丸仍为实验用弹丸。

电磁炮弹丸的研究涉及多种学科,诸如制导、寻的属于专门的电子学领域,抛射体的高速飞行属于弹道学和空气动力学范围等等,因此,本章主要就实验用弹丸的结构设计和材料选择以及炮管膛内的弹丸受力等加以论述,并以设计实例进行分析。

10.2 典型弹丸结构

10.2.1 早期实验用弹丸

图 10-1 为早期实验用弹丸的典型结构。国内有关研究单位研制的 303 型实验电磁炮,就采用了这种结构的弹丸。

这种弹丸主要用于验证实验电磁炮的原理和性能,因此其结构相对来说较简单。设计这种弹丸应考虑以下几点:一是和电枢的组合安装;二是弹丸在高压、高加速下不破碎;三是在高压下有好的动态密封性,以保证等离子体不被吹出;四是膛内摩擦力要小,以减小膛壁磨损。

早期实验用弹丸多以绝缘材料制成,如聚碳酸酯等。这种材料的绝缘性好,易加工,强度高,韧性好,还具有一定的耐电击穿强度。表 10-2 列出了弹丸所用材料的性能比较,表中 Lexan 为美国聚碳酸酯的商品名称。

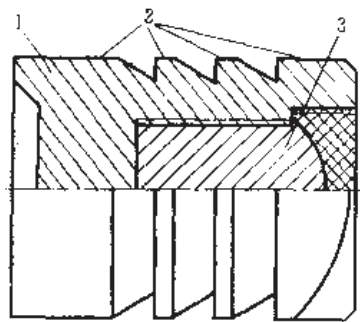


图 10-1 早期实验用弹丸典型结构

1—弹体;2—密封带;3—硬质合金。

表 10-2 弹丸所用材料性能比较

材 料	抗拉强度 (MPa)	断裂伸长率 (%)	弯曲强度 (MPa)	热变形温度 (℃)	体电阻率 ($\Omega \cdot \text{cm}$)	介电常数	介电强度 (kV/mm)
申光聚碳酸酯 (TG 2610)	≥ 80	≥ 70	100	≥ 126	5×10^{15}	2.7~3.0	16
美国 Lexan(500)	67		105	288	5.6×10^{15}	3.05	
聚砜(S-100)	≥ 50		≥ 120	≥ 150	$\geq 1 \times 10^{16}$	3.0	≥ 15
聚四氟乙烯 (SEFX-1)	≥ 20	250		250	1×10^{17}	1.8~2.2	≥ 60

就结构而言,采用绝缘材料制作弹体不存在弹丸与炮管的导电问题。图 10-1 中所示弹丸,配用于口径 12mm 导轨炮上。根据经验^[1]这种弹丸直径比膛径大 10~50 μm ,密封带区约占总长度 30%(过宽则增大了阻力)。实验表明,在 2.4m 长导轨炮上,可将 1g 重的弹丸加速到 4.5~7.4km/s。

采用低强度、低硬度的绝缘材料作弹丸,可能会出现“夹弹”现象,而且所受的阻力要比高强度的金属材料大。图 10-1 中,在用聚碳酸酯制成的弹体内塞以硬质合金,使这种情况得到改善,同时重心相对前移,有利于弹丸出炮口后飞行稳定,而且便于进行初速测量和闪光摄影。

电枢和弹丸有不可分割的关系,它们总是组成一体。前面已介绍了固体电枢、等离子体电枢和混合电枢,实际上也涉及到弹丸的结构,如图 8-6、图 8-8、图 8-25 和图 8-26 所示,此处不再重复。

10.2.2 探索中的实用弹丸结构

近年,已开始探讨将图 10-2 所示的实用弹丸用于反装甲、防空中。

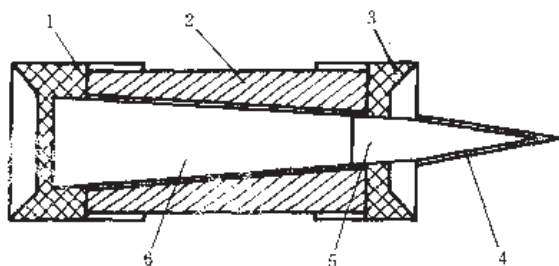


图 10-2 实用弹丸典型结构

1—弹底板;2—弹托;3—内膛导向环;4—高温保护层;5—弹体头部;6—弹体。

这种弹丸是一种长杆结构的次口径弹,弹丸直径比炮管直径小,这样提高了单位面积的动能,有利于提高穿甲能力。弹体呈锥状,采用高强度、高熔点重金属如钨制成;在弹体头部前端包覆有复合材料高温保护层,这样也能改善气动力特性。

弹底板应选用绝缘体材料,如聚碳酸酯。用这种材料有三个作用:第一,它和电枢组成一体,能够承受电枢的高速运动;第二,将金属弹丸和炮管绝缘,同时也起密封作用,避免等离子体被吹出;第三,将电枢所产生的压力传输到弹丸上,以推动弹丸前进。

弹托起支撑、加强和膛内导向的作用。它可以通过螺纹牢固地和弹丸连接,并以剪切力施加于弹丸表面,避免弹丸在膛内的横向运动。对高加速度的长杆形弹丸,弹托的作用尤其重要。弹托材料可选用绝缘材料,如聚丙烯,也可选用铝。

内膛导向环材料的选择必须特别注意。某些塑料较合适,因为它们不产生明显的内膛磨损,而又有良好的绝缘性能。有些塑料会发生“脱皮”现象并附在导轨上。这些附着物会“切断”导轨和电枢的接触,引起强电弧,使导轨表面烧成凹坑,缩短了导轨的寿命。某些塑料自身磨损过快,丧失导向作用,使弹丸产生明显的横向运动,严重影响弹丸的射击精度。

结构设计是保证弹丸精度的重要环节。在图 10-2 中的弹丸,可采用尾翼,也可采用质量稳定的设计方法,以获取弹丸良好的外弹道性能。这里需要强调的是,对于连续发射的弹丸,出炮口时,弹丸和弹托等脱开的初始角、脱开速率等应尽量保持一致,弹丸才可能有

良好的命中精度,这一点已为炮口的高速摄影和常规武器的设计实践所证实。非理想的弹丸、弹托分离,可由各种原因引起,诸如内膛导向环不对称,弹托设计欠佳,炮口因内膛绝缘体磨损比导轨严重而呈椭圆状等等。

应该说,电磁炮实用弹丸的设计是在常规枪炮弹丸设计的基础上进行的,由于电磁炮的特定情况,使这一问题变得更为复杂。例如,由于要考虑金属弹丸和炮管的绝缘,某些部件必须采用绝缘材料。再如电磁炮中,上升速率极快的弹丸高加速度(图 10-3)与常规火炮有显著的不同。在弹丸炮口速度为 2.5km/s 时,其加速度峰值可达 700km/s^2 ,上升时间约 $100\mu\text{s}$ 量级;而一般常规火炮加速度上升时间约 1ms ,峰值也要低得多。在如此高和快的冲击载荷作用下,材料(尤其是塑料和复合材料)的特性可能会发生难以估计的变化,这就更增加了电磁炮实用弹丸的设计难度。

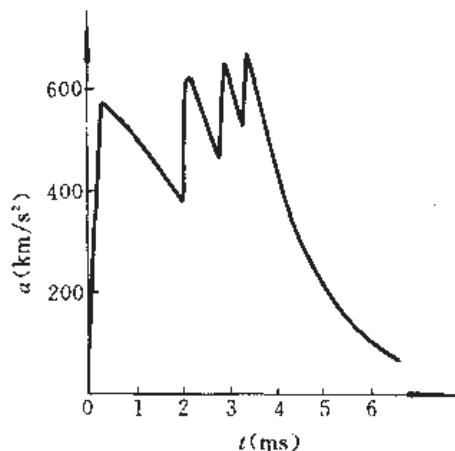


图 10-3 某种导轨炮弹丸的加速度曲线

然而,初步的实验表明^[2],这种结构的弹丸是可行的。在麦克斯韦公司的 9MJ 单次射击导轨炮中,将 2.06kg 的弹丸加速到 2.1km/s 的速度,弹托尚无破裂征兆。试验时在炮口处也观察到反常现象,如有时弹托竟先于弹丸飞出;在德克萨斯大学的导轨炮上试验时出现弹托破裂等。尽管如此,用于实战的电磁炮弹丸将指日可待。

发明多源于想象。作为一种设想,图 10-4 会给我们以启迪。图 10-4(a)是一种有弹托,尾翼稳定的弹丸,这种弹容易装填,外弹道性能好,飞行稳定。图 10-4(b)是一种圆锥头部与方形尾部组合的弹丸,尾部与炮膛口径相同。这种弹丸虽无尾翼,但可用质量稳定的设计方法获取飞行的稳定性。图 10-4(c)为旋转型底凹弹丸,它藉弹丸出炮口脱壳时产生的旋转力矩保持弹丸稳定。这种弹质心相对前移,气动阻力中心相对后移,有利于稳定,而且它的赤道转动惯量小,底凹侧向可开进气孔,从而减小了阻力,增大了射程,在高速时尤其如此。

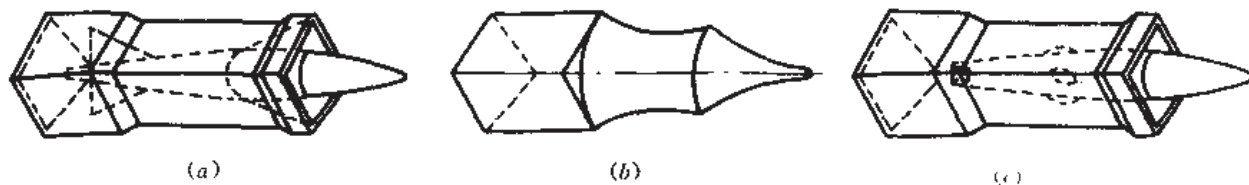


图 10-4 设想的弹丸结构示意图

(a)尾翼弹丸;(b)圆锥与方形组合弹丸;(c)旋转底凹形弹丸。

10.2.3 两种结构新颖的弹丸

在常规火炮中,圆管形炮管和圆柱状弹丸几乎已成定论,然而对电炮而言并非如此。图 10-5 是一种结构新颖的弹丸和相应的导轨炮示意图。

一般导轨炮几乎都是方口径或圆口径。当等离子体电枢紧贴弹丸之后,在两导轨间和

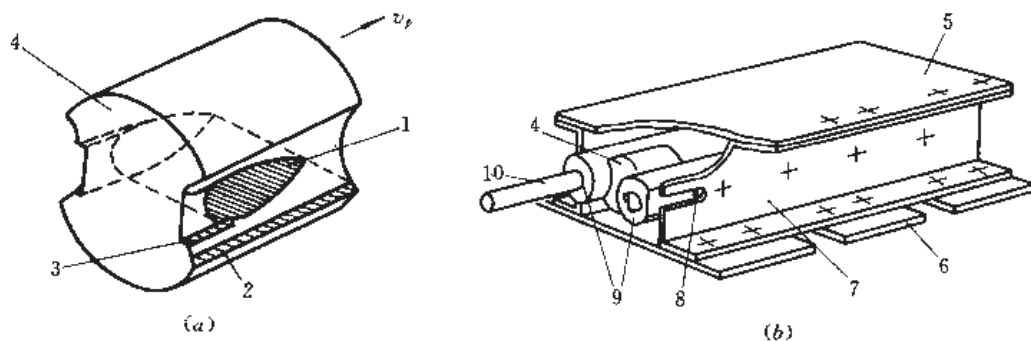


图 10-5 结构新颖的弹丸及其相应的导轨炮

(a)弹丸结构;(b)导轨炮示意图。

1—等离子体电枢空腔;2—Teflon 带;3—排气槽;4—弹丸;

5—上盖;6—底板;7—侧盖;8—电枢熔丝插孔;9—导轨;10—馈电铜棒。

上下(或左右)为内膛绝缘体,形成一个后端开口的等离子体柱。而图 10-5(a)所示的弹丸却将等离子体电枢纳入一空腔之内,其相应的导轨炮结构简单,构思新颖,具有明显的优点。

作为一种试验装置,图中的导轨用直径 36mm 的铜棒制成,长 500mm,两导轨间距 30mm,用螺钉固定在 U 形铝合金侧盖上。底板可用三氟聚胺板料,上盖用聚碳酸酯板,用螺栓和侧盖连接。在导轨的尾端,通过螺纹将直径 12.5mm 的铜棒连接到电源上。

弹丸用直径 50mm 的聚碳酸酯棒制成,两边铣成圆弧形,以保持和导轨良好的滑动接触,公差约 $50\mu\text{m}$ 。等离子体电枢空腔加工成楔形,前端厚约 9mm,这样有足够的强度承受等离子体电枢的压力。图 10-5(a)中,上下和两边都贴有 Teflon(改性聚四氟乙烯)带,其宽约 5mm,厚约 $200\mu\text{m}$,用来减少弹丸和导轨的摩擦。弹丸两边加工有长 15mm、宽 1.5mm 深的排气槽。此槽可排出等离子体电枢所产生的热气体。虽然它降低了空腔内的峰值压力,但可减小导轨因电弧损伤表面而造成的阻力。更重要的是,排出的气体膨胀至大气压并冷却,可减少电离和气体的电导,从而降低了再点火的可能性。

实验证实,上述弹丸结构原理在低速下是可行的^[3],但应注意以下几点:第一,弹丸和导轨的静摩擦问题。弹丸和导轨接触太松将造成等离子体向弹丸前方吹出的不良影响;过紧,则弹丸因静摩擦太大难以起动,形成导轨局部严重烧蚀。为此,可采用非电流的方法对弹丸前级加速。实验时,可用一个气动装置将弹丸加速到 20m/s 左右再接通电源;第二,形成等离子体电枢的金属熔丝,可用几根 0.05mm 铜丝突然接通电源,以电爆产生等离子体。在前置加速情况下,可以铜箔敷在聚脂膜上,即用电子技术中的柔性印制板材料代替铜丝;第三,由于在弹体上加工有空腔,其强度明显降低。此时,可用 2mm 金属线在弹丸外部长度方向平绕 6~7 圈,并以环氧树脂浇注加固;第四,实验中用的 Teflon 带因摩擦易被带走,可用厚 $200\mu\text{m}$ 的 Teflon 膜覆盖在弹丸的整个侧面。这样,既可增加粘附力,又可减小导轨和弹丸的摩擦;第五,调整等离子体电枢的空腔尺寸,如图 10-5(a)所示,可以改变等离子体对弹丸的加速力。

必须指出,这种结构的弹丸及其相应导轨炮尚未进行充分的试验,在高速情况下尤其如此。有些地方还值得推敲,如粘贴 Teflon 膜终非长久之计。虽然如此,作为一种原理实验,相对一般导轨炮而言,仍有如下明显优点:

(1)结构简单,成本低,基本上可用型材和标准件构成。

(2)导轨损伤易于修复,无需复杂的拆卸装配。结构中无内膛绝缘体,显著地降低了维修保养工作量。

(3)弹丸的载体可安装在导轨之外,如导弹、航天飞行器等(见图 10-6),而这对一般的等离子体电枢导轨炮是不可能的。

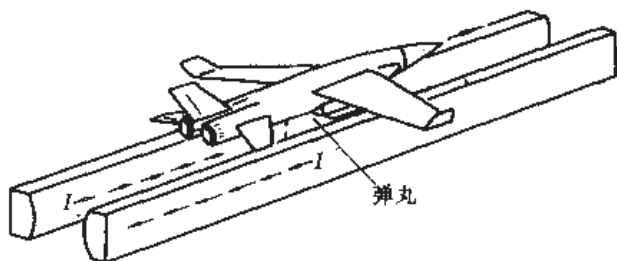


图 10-6 图 10-5 装置的潜在应用

(4)和电源的连接简单、可靠,有利于采用分散储能导轨炮、分段导轨炮方案,以提高性能。

(5)易于空冷或水冷,适于连续射击。

(6)大的弹丸可用 n 个等离子体电枢空腔组成。设每个空腔的电枢电流为 I ,总电流为 nI ,这样可分别控制各等离子体电枢的体积,改变电导,降低电流密度,从而减小了电弧损伤。

(7)因为它是打开式的结构,电磁探头等测量传感器安装容易。可以设想,将传感器安装在弹丸上,用柔软的电缆连接到二次仪表、记录设备上,所测得的参数曲线将是时间、位置的函数。

作为原理性探索,电炮的弹丸可千姿百态,但在设计上却必须权衡得失,切实可行。这里再简要介绍一种磁性旋转稳定原理的弹丸^[4],如图 10-7 所示。电磁炮不能像常规火炮那样藉膛线使弹丸旋转稳定,多采用尾翼结构。但图中的弹丸却利用炮口旋转磁场使其旋转稳定,它的原理适用于导轨炮、线圈炮等。这种弹丸表面上嵌入许多与弹丸斜交的导体条,两端短接成类似鼠笼式电动机转子。弹丸通过炮口旋转磁场,像电动机那样,使弹丸旋转,以获得飞行稳定性。

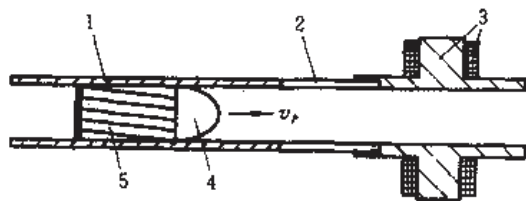


图 10-7 磁性旋转稳定的弹丸装置

1—炮管;2—过渡段;3—旋转磁场线圈及磁极;
4—弹丸;5—导体条。

10.2.4 电磁电热弹丸

电磁电热弹丸的概念是由伯顿(Burton)提出的,其原理如图 10-8 所示。图中,在一大长径比哑铃状弹丸的杆周围缠一环形导电薄带。导轨电流通过导电带,沿杆柄两侧流动,如图 10-8(b)所示。将导电带或熔丝爆炸成等离子体,其阻抗可达 $8\text{m}\Omega$ (一般导轨炮等离子体电枢电阻为 $1\sim 2\text{m}\Omega$)。弹丸尾部的超声速喷嘴使等离子体得以膨胀和冷却,电阻率增大,既提供了附加的加速力,又防止了再点火。电枢的剩余等离子体被约束在弹丸和炮管间的环形腔中,加速力的 70%由电热提供。包容式等离子体电枢温度 $(3.4\sim 4.0)\times 10^4\text{K}$,

电流密度约 $5 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ 。从电流密度看,它适合于小口径导轨炮。

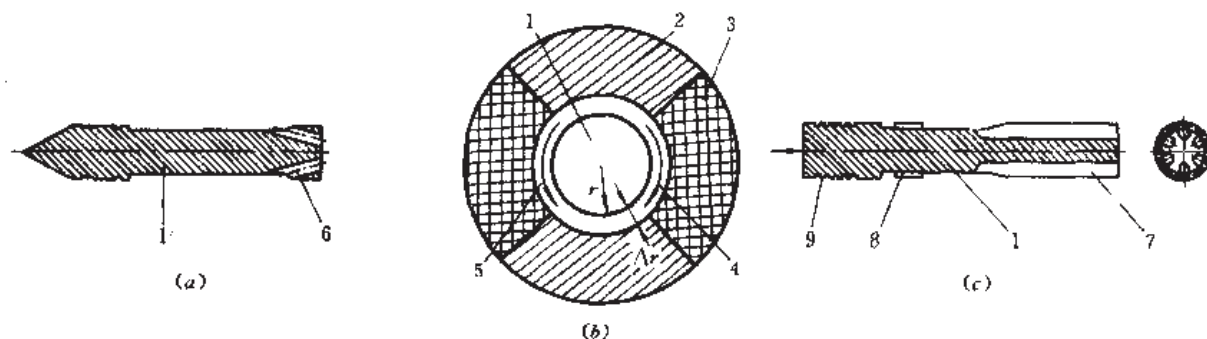


图 10-8 电磁电热弹丸

(a)初级电磁电热弹丸;(b)装在导轨炮中的横截面;(c)改进的电磁电热弹丸。

1—弹丸杆,2—导轨,3—绝缘体,4—电流,5—环形导电带,6—喷嘴,7—排气槽,8—碳和铝熔丝,9—密封环。

等离子体电枢产生的压力压缩弹丸,使其离开膛壁,而且这种压力以张力的形式作用在杆柄上。在弹丸设计中必须考虑这种压力的作用。此外,因尾部的加速载荷,杆柄上张应力增加 $10\% \sim 50\%$ 。这种结构,在大气中有高的超音速阻力系数和气动稳定性。弹丸表面必须是绝缘材料,如 Lexan。为了提供一个适当的有效载荷,弹丸中心应挖成空腔。弹丸后部排气喷嘴倾斜 $1^\circ \sim 2^\circ$,以便使弹丸在膛内旋转,提供与膛线等效的自旋稳定。上述特征表明,电磁电热弹丸适合于战术应用。

下面首先分析电磁电热弹丸的压力和加速度。这种弹丸的等离子体电热阻抗可模型化成一个电热毛细管(等离子体管)的阻抗。假设电枢电流等量地分配在弹丸的两侧,在一个径向厚 Δr 和轴向长 l 的薄环形间隙(弹丸杆表面和膛壁间)内流动,电流路径长度为 πr ,因此电枢电阻

$$R_e = \rho_e \pi r / (2l \Delta r) \quad (10-1)$$

式中 ρ_e ——电阻率,由斯皮策公式给出^[5]。

对于典型值, $l = 2.1 \text{ cm}$, $r = 0.43 \text{ cm}$ 和 $\Delta r = 0.008 \text{ cm}$,求得

$$R_e \approx 0.051 T_e^{-3/2} \quad (10-2)$$

可见,为了使 $R_e = 10 \text{ m}\Omega$,应使等离子体温度 $T_e \approx 3.5 \times 10^4 \text{ K}$ 。

由于电枢被包容在长为 l 的“压力容器”内,欧姆热引起一高温黑体辐射环境,电枢的内表面积 $A_e \approx 2\pi K r l (\text{cm}^2)$,其中 K 为放大因子,这是因弹杆刻槽或导轨绝缘体蒸发所致,它可使 A_e 增大 $50\% \sim 150\%$ 。电枢的温度可由输入功率、黑体辐射和蒸发质量间的能量平衡关系求出:

$$I^2 R_e = \sigma T_e^4 A_e = \frac{dm_e}{dt} h \quad (10-3)$$

式中 σ ——斯忒藩-玻耳兹曼常数,其值为 $3.539 \cdot 11(44) \times 10^7 \text{ ev} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$;

m_e ——离解状态材料的平均粒子质量;

h ——蒸发质量流的比焓。

将式(10-2)代入上式,电流以 kA 为单位得

$$I \approx 1.4 T_e^{11/4} A_e^{1/2} \quad (10-4)$$

比焓 h 由下式确定,即

$$h = [\gamma/(\gamma - 1)](k/m_i)T_{ev} \quad (10-5)$$

式中 γ ——蒸发材料状态方程的比热比；

k ——玻耳兹曼常数。

对于 Ryton(硫化聚苯撑)材料, T_{ev} 为几个电子伏, $\gamma = 1.2$, 被离解材料的平均分子量约为 10, 对此, $h \approx 0.6 \times 10^8 T_{ev} (\text{J/kg})$; 当 $T_{ev} = 3\text{eV}$ 时, $h \approx 2 \times 10^8 \text{J/kg}$ 。故得材料蒸发速率

$$\frac{dm_i}{dt} = [eT_{ev}^4 A_{ev}] / h = 1.7 T_{ev}^3 A_{ev} \quad (10-6)$$

对于给定的假设条件, $\frac{dm_i}{dt} = 270 \text{g/s}$ 。

根据蒸发率和喷嘴的喉道面积, 可计算围绕弹丸杆的电枢压力。对于恒电流建立的稳态条件, 喷嘴质量流 $dm_i/dt = \rho^* C_i^* A^*$, 把密度写成 $\rho^* = \gamma p^* / C_i^{*2}$, 则有

$$\begin{aligned} dm_i/dt &= \gamma p^* A^* / C_i^* = \gamma [2/(\gamma + 1)]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} p_{arm} A^* / C_{t, arm} \\ &\approx 0.65 p_{arm} A^* / C_{t, arm} \end{aligned} \quad (10-7)$$

式中 p^* ——喉道压力；

A^* ——喉道面积；

C_i^* ——喉道音速；

p_{arm} ——包容式电枢滞止条件下压力；

$C_{t, arm}$ ——包容式电枢滞止条件下音速。

取 $A^* = 0.10 \text{cm}^2$, $C_{t, arm} = 6 \text{km/s}$, 可计算得 p_{arm} 约为 240MPa, 这就是电热所产生加速弹丸的压力。

借助来自火箭发动机喷嘴推力系数 K_F , 可得弹丸的电热加速力

$$F_{ET} = K_F p_{arm} A^* \quad (10-8)$$

系数 K_F 与 γ 关系不大, 主要取决于膨胀速率和弹丸后部压力。若设炮管后端未密封, 蒸发的质量可自由地膨胀, 那么取膨胀率 $A_{bore}/A^* = 7$, $K_F \approx 1.4$, 对上述弹丸状态, 弹丸的电热加速力 $F_{ET} = 3300 \text{N}$; 若弹丸质量为 5g, 该力所产生的加速度为 $6.6 \times 10^5 \text{m/s}^2$ 。又考虑电磁的加速力 $F_{EM} = F_e = \frac{1}{2} L_e I^2$, 取 $I = 70 \text{kA}$ 及典型的 L_e 值, 计算得 $F_{EM} = 780 \text{N}$, 约为电热力的 24%。于是, 总的加速度为 $8.16 \times 10^5 \text{m/s}^2$ 。

现在分析电磁电热弹丸再点火问题。弹丸后再点火的出现与炮口电压、导轨间距、等离子体电导率和排出等离子体所产生的反电动势有关。在实验室坐标内, 再点火电流密度 j_2 可由广义欧姆定律给出

$$j_2 = (E + u \times B) / \rho_a \quad (10-9)$$

式中 u ——实验室坐标内, 排出等离子体的速度。

为了使 j_2 充分小(如 $j_2 < 10^7 \text{A/m}^2$), 电枢尾流的电阻率必须足够大($\rho_a > 0.008 \Omega \cdot \text{m}$), 倘 $T_{ev} = 3\text{eV}$ 要做到这点是很困难的。为此, 由腔内蒸发从喷嘴喷出的附加质量应足够多, 以便把 ρ_a 提高到合适水平, 从而防止再点火的发生。实际上, 这种弹丸已能满足这一要求。

用电磁电热弹丸能达到的最大速度, 可由火箭方程计算^[6], 即

$$v_{max} = v_e \ln[m_0 / (m_0 - m_{ev})] \quad (10-10)$$

式中 v_e ——排气速度, 常数；

m_0 ——初始质量;

m_{ev} ——蒸发质量。

对于 Ryton(硫化聚苯撑)材料,设 $v_s = 9\text{km/s}$, $m_{ev} = m_0/2$, 则 $v_{\max} = 6.2\text{km/s}$ 。在理想情况下,电磁加速还会使速度增加 20%~30%。

可将弹丸结构进一步改进,如图 10-8(c)所示。弹丸用 40%玻璃填充增强的 Ryton 材料制成,并和膛壁紧密配合,以改善密封情况。弹丸头部有一些宽 0.25mm 的密封环,作为可变形的凸缘,在周围气压约 0.53MPa 环境下,它可阻止等离子体被吹出。尾部的排气喷嘴加工成槽形,由于排出气体使膛壁处于受压状态,因而尾部的摩擦载荷并不大。弹丸杆前部有一碳熔丝,它被固定在带有铝熔丝的弹丸上,在电流上升时起减少导体发热的作用。弹丸后部装有一个 16cm 长的薄壁 Lexan 管和 7cm 长的尾塞,尾塞起密封内膛作用,而 Lexan 管为排出的等离子体提供了一个绝缘的容器,以防早期再点火发生。弹丸加速初期速度低,可减小电流的上升速率,降低导轨的发热和烧蚀。

电磁电热弹丸电枢阻抗约为 $8\text{m}\Omega$,有利于把电枢负载与容性脉冲形成的网络电源匹配。计算表明,对小口径导轨炮,这种弹丸能有效地减少导轨烧蚀,达到预期目标;若用于大口径,允许使用复杂的混合结构。

10.3 弹丸在膛内运动时的阻力模型

10.3.1 摩擦阻力

弹丸在膛内运动时,其变形与所受应力的波形、幅度和分布以及弹丸的材料等有关。当加速力超过弹丸材料的弹性极限时,弹丸将发生塑性变形,导致与炮管内壁的作用力增加。其效果有利有弊:附加的接触力将使固体电枢承受较大的电枢电流,并有利于防止等离子体被吹出;不利之处在于,摩擦力增加将产生磨损和侵蚀。

对于给定的弹丸材料,如果希望弹丸不因塑性变形而导致过大的摩擦阻力,就可用一种简单的方法估算最大允许加速度

$$a_{\max} = \frac{\sigma_E A_b}{m_p} = \frac{\sigma_E}{\rho l_p} = \frac{L_r I^2}{2m_p} \quad (10-11)$$

式中 σ_E ——弹丸材料的弹性极限;

A_b ——弹底面积;

m_p ——弹丸质量;

ρ ——弹丸密度;

l_p ——弹丸长度。

若以 s 表示两导轨间距,以 h 表示炮管截面的导轨高,则上式可改写成

$$\frac{I_{\max}}{[sh]^{1/2}} = \left[\frac{2\sigma_E}{L_r} \right]^{1/2} \quad (10-12)$$

若采用石墨纤维树脂的复合材料做弹丸,取弹性限度为 1.4GPa , $I_{\max}/[sh]^{1/2} = 81\text{MA/m}$,则最大允许加速度约为 10^7m/s^2 。70 年代曾用这种方法估算^[6]。这种分析方法有点失之过简,还应对弹丸受力情况进一步研究。

如果忽略金属熔丝或箔电爆引起热气体迅速膨胀所产生的推力,就可建立摩擦模型。

由于洛伦兹力的推动,使弹丸受到三维轴向应力,如图 10-9 所示。此时,下式成立^[7],即

$$\begin{cases} \varepsilon_x = \frac{\sigma_x}{E} - \frac{\mu\sigma_y}{E} - \frac{\mu\sigma_z}{E} \\ \varepsilon_y = \frac{\sigma_y}{E} - \frac{\mu\sigma_x}{E} - \frac{\mu\sigma_z}{E} \\ \varepsilon_z = \frac{\sigma_z}{E} - \frac{\mu\sigma_x}{E} - \frac{\mu\sigma_y}{E} \end{cases} \quad (10-13)$$

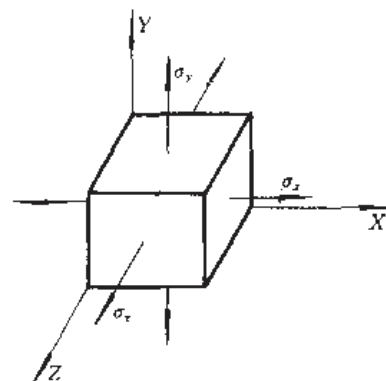


图 10-9 弹丸三维轴向应力

式中 ε ——应变;
 E ——杨氏模量;
 σ ——应力;
 μ ——泊松比。
 整理后可求出主应力

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{E\varepsilon_x(1-\mu) + \mu E(\varepsilon_y + \varepsilon_z)}{(1-\mu-2\mu^2)} \\ \sigma_y = \frac{E\varepsilon_y(1-\mu) + \mu E(\varepsilon_x + \varepsilon_z)}{(1-\mu-2\mu^2)} \\ \sigma_z = \frac{E\varepsilon_z(1-\mu) + \mu E(\varepsilon_x + \varepsilon_y)}{(1-\mu-2\mu^2)} \end{cases} \quad (10-14)$$

方口径导轨炮中,弹丸被限制于 Y 轴、 Z 轴方向,则 $\varepsilon_y = \varepsilon_z = 0$,从而得

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{E\varepsilon_x(1-\mu)}{(1-\mu-2\mu^2)} \\ \sigma_y = \sigma_z = \frac{\mu\varepsilon_x E}{(1-\mu-2\mu^2)} = \frac{\mu\sigma_x}{1-\mu} \end{cases} \quad (10-15)$$

为了确定弹丸受力是否超过其屈服强度,应计算冯米西斯(Von Mises)力^[7]

$$\sigma_v = \left[\frac{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2}{2} \right]^{1/2} \quad (10-16)$$

式中 σ_v ——冯米西斯应力。

将式(10-15)代入式(10-16),得

$$\sigma_v = \frac{\sigma_x(1-2\mu)}{(1-\mu)} \quad (10-17)$$

以冯米西斯应力代替弹底压力,然后与弹丸材料屈服强度比较,就可判断弹丸材料是否达到屈服状态。弹底压力可由洛伦兹力算出,它是位置的函数,从而可确定屈服位置。

由 σ_x 求出 σ_y 、 σ_z 后,根据摩擦系数可建立摩擦力模型。借用轻气炮的研究结果,当速度大于 400m/s 时,摩擦系数

$$\mu_f = \alpha v^{-\beta} \quad (10-18)$$

式中 μ_f ——摩擦系数;
 α ——常系数;
 v ——速度;
 β ——幂因子。

对轻气炮的研究表明,当以尼龙在钢表面滑动时, $\beta = 0.4$ 。由 Lexan 对钢与尼龙对钢

静摩擦之比,确定 $\alpha=4.0$ 。于是有

$$\mu_f = 4\left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)v^{-0.4} \quad (10-19)$$

式中 μ_1 ——弹丸与膛壁的静摩擦系数;

μ_2 ——Lexan 与钢的静摩擦系数。

对于其它材料,可用相似的方法建立摩擦系数模型。表 10-3 列出了一些材料的静摩擦系数。

表 10-3 聚碳酸酯对各种炮管材料的静摩擦系数

材 料	钢	铜	石英玻璃	等离子体喷涂的铝	40%玻璃填充的聚碳酸酯
与聚碳酸酯的静摩擦系数	0.23	0.34	0.22	0.24	0.68

10.3.2 烧蚀阻力和电枢粘滞阻力

对等离子体电枢的分析表明,内膛的烧蚀成分进入等离子体电枢之中,其质量增加速率为 $dm_a/dt = \alpha_s I_a U_a$ 。烧蚀系数 α_s 与炮管材料有关,它取决于该材料的平均原子量 n_s 。若以 g/mJ 为单位,则下列近似式成立:

$$\alpha_s = \frac{3}{4}n_s \quad (10-20)$$

表 10-4 列出了部分炮管材料烧蚀系数的计算值,可供建立烧蚀阻力模型,并与实验测量值比较。烧蚀对导轨炮等离子体电枢的影响至少有两方面应考虑:第一,确定由于烧蚀整个发射组件需要增加的质量;第二,确定质量的改变引起电枢受力的变化。这是因为烧蚀引起的阻力与弹丸的运动速度有关:

$$F_s = v_s \frac{dm_a}{dt} = \alpha_s I_a U_a v_s \quad (10-21)$$

表 10-4 各种炮管材料烧蚀系数计算值

材 料	钢	铜	石英玻璃	等离子体喷涂的铝	40%玻璃填充的聚碳酸酯
烧蚀系数(g/MJ)	41	47	21	71	8

导轨炮等离子体电枢的粘滞阻力使弹丸的加速力进一步减小。如果假定等离子体电枢沿长度方向上密度均匀,则方口径导轨炮的粘滞阻力

$$F_d = \frac{\lambda_d d_a v_a^2 C_r l_a}{2} = \frac{\lambda_d v_a^2 m_a (s + h)}{sh} \quad (10-22)$$

式中 λ_d ——粘滞阻力系数;

C_r ——电枢在运动方向截面的周长;

s ——两导轨间距;

h ——内膛横截面上导轨高度。

根据蒂德曼(Tidman)等的工作,粘滞阻力系数由下式确定^[7]:

$$\lambda_d = [2\log R_{gs} + 1.74]^{-2} \quad (10-23)$$

式中 R_{gs} ——内膛尺寸与粗糙度之比值。

对于加工很平滑的炮膛, $R_{gs} \approx 4000$, 由此计算得 $\lambda_d = 0.0125$ 。

上述阻力模型经实验验证,在驱动电流小于 500kA 时,将实测的弹丸速度和计算值进行比较,其差值约为 5%;当电流大于 500kA 时,差值会增大,但主要是由于炮管材料刚度不足和等离子体泄漏所致。

应该指出,上述各种阻力模型其关键在于系数的确定。而恰恰是这些系数,总是在一定条件下由归纳实验数据求得的。因此,在实际应用中还应根据具体情况进行修正。

也可以根据等离子体的流体动力学模型,考虑边界层熔化的金属和绝缘体及其蒸气,计算阻力能量损耗,如图 10-10 所示^[6]。其结果与实验比较,要比上述模型的差值大得多。下面两个原因可以说明这一点:一是弹丸的高速运动使建立稳定层流、湍流层失去充分时间;二是在合适的加速度下,重新建立的层流可代替计算所得的湍流。

10.3.3 磁场增强导轨炮的弹丸振荡

电磁炮中弹丸受力的情况比较复杂,有时会出现一些令人意外的情况。例如,在磁场增强导轨炮中就是如此^[8]。为便于分析,不妨假设外增强磁场的磁感应强度 B_0 为常数(超导增强磁场就是这样),那么在磁场增强导轨炮中,一个边长为 h 的立方弹丸受力

$$F_r = m_r \ddot{x} = \frac{1}{2} L_r I_r^2 + B_0 h I_r \quad (10-24)$$

式中 \ddot{x} ——即 $\frac{d^2x}{dt^2}$, 弹丸的加速度。

若以电感储能电源供电,根据基尔霍夫定律,在电源和导轨炮回路里应有

$$\frac{d}{dt} [(L_0 + L_r x) I_r + B_0 h x] + R_r I_r = 0 \quad (10-25)$$

式中 L_0 ——储能电感的电感量。

如果假设 $R_r = 0$, 对于零初始条件($t=0$ 时, $x=0, \dot{x}=0, I_r=I_0$), 令 $I_0 = B_0 h / L_r$, 可解得

$$I_r(t) = \frac{L_0 I_0 - I_0 L_r x(t)}{L_0 + L_r x(t)} \quad (10-26)$$

根据式(10-24)、式(10-26)又有

$$\ddot{x} = \frac{L_r}{2m_r} \left[\left(\frac{I_0 + I_0}{1 + \frac{L_r x}{L_0}} \right)^2 - I_0^2 \right] \quad (10-27)$$

作一变量代换,令

$$\zeta = 1 + \frac{L_r x}{L_0} \quad (10-28)$$

$$\beta = \frac{I_0}{I_0 + I_0} \quad (10-29)$$

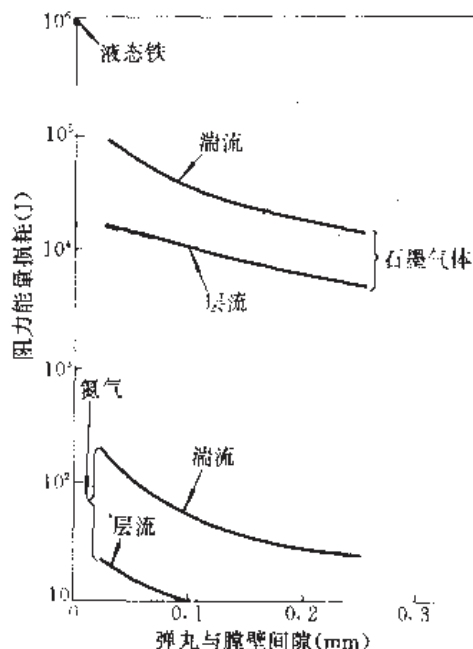


图 10-10 阻力能量损耗曲线

式(10-27)变成归一化的加速度

$$\ddot{\xi} = \frac{(L_r')^2}{2m_r L_0} (I_0 + I_0)^2 \left[\frac{1}{\xi^2} - \beta^2 \right] \quad (10-30)$$

根据初始条件,对上式积分后可得归一化速度的平方

$$(\dot{\xi})^2 = \frac{(L_r')^2 (I_0 + I_0)^2}{m_r L_0} \cdot \frac{\beta^2 (\xi - 1)(\beta^{-2} - \xi)}{\xi} \quad (10-31)$$

因为 $\beta < 1, \xi \geq 1$ 始终成立,从式(10-30)、式(10-31)可以看到:当 $t=0$ 时, $\xi=1$,故加速度 $\ddot{\xi} > 0$,速度 $\dot{\xi}=0$;随着时间的增加,当 $\xi=\beta^{-1}$ 时,加速度 $\ddot{\xi}=0$,速度 $\dot{\xi}$ 最大, $\dot{\xi}=L_r I_0 / \sqrt{m_r I_0}$;当时间继续增加, $\xi > \beta^{-1}$ 时,加速度 $\ddot{\xi} < 0$,速度减小;当 $\xi > \beta^{-2}$ 时,速度 $\dot{\xi} < 0$,这就意味着弹丸不再继续向前而竟然往回运动了!

为了进行数值计算,将式(10-31)分离变量,改写为:

$$\frac{\beta L_r'}{\sqrt{m_r L_0}} (I_0 + I_0) dt = \left(\frac{\xi}{(\xi - 1)(\beta^{-2} - \xi)} \right)^{1/2} \cdot d\xi \quad (10-32)$$

对上式两边进行定积分,并引入中间积分变量 u ,得

$$\frac{\beta L_r' (I_0 + I_0)}{\sqrt{m_r L_0}} t = \int_1^\xi \left(\frac{u}{(u - 1)(\beta^{-2} - u)} \right)^{1/2} du \quad (10-33)$$

式(10-33)右边可用椭圆积分表达,即

$$\int_1^\xi \left(\frac{u}{(u - 1)(\beta^{-2} - u)} \right)^{1/2} du = \frac{2}{\beta} \left[E\left(\frac{\pi}{2}, \sqrt{1 - \beta^2}\right) - E(\theta, \sqrt{1 - \beta^2}) \right] \quad (10-34)$$

式中 θ ——椭圆积分变量,此处 $\theta = \arcsin \sqrt{\frac{1 - \beta^2 \xi}{1 - \beta^2}}$;

$E(\theta, k)$ ——椭圆积分, $E(\theta, k) = \int_0^\theta \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi} d\phi$ 。

将式(10-34)代入式(10-33),就得到 $\xi(t)$,从而也求得 $x(t)$ 。

选定下列参数进行计算: $B_0 = 100\text{T}$, $I_0 = 90\text{kA}$, $h = 9.53\text{mm}$, $L_r' = 0.35\mu\text{H/m}$, $L_r = 5\mu\text{H}$, $m_r = 0.005\text{kg}$, 所得 $x(t)$ 曲线如图 10-11 所示。图中,当 $t = 0.529\text{ms}$ 时,弹丸的位置最大 $x(t) = 0.96\text{m}$ 。

由计算结果可知,在上述磁场增强导轨炮情况下,增长炮管并不总是能提高弹丸速度。事实上,当 $x = 0.47\text{m}$ 时,速度最大;当 $x = 0.96\text{m}$ 时,弹丸竟往后运动了。当然 $R \neq 0$ 时,弹丸运动状态会有不同。尽管如此,在磁场增强导轨炮设计中,应考虑上述弹丸运动的情况。

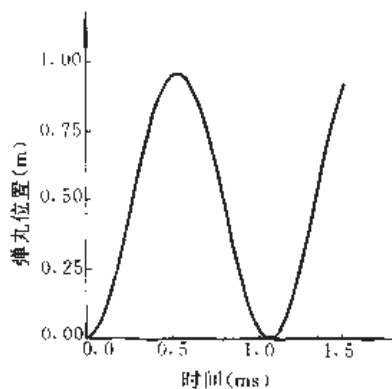


图 10-11 弹丸位置的振荡曲线

10.4 拟用弹丸的设计实例分析

基于常规火炮的设计经验,以弹道学角度看,有一些弹丸是可能用于电磁炮实战的。本节将综合上述内容,从设计要求、结构、受力分析等方面分析几种弹丸。

10.4.1 小圆口径尾翼稳定弹丸

在多数电磁炮中,总是把电枢和弹丸组合在一起加速,形成所谓发射组件,以期得到理想的弹道性能。图 10-12 为固体电枢和细杆弹丸结合的发发射组件。

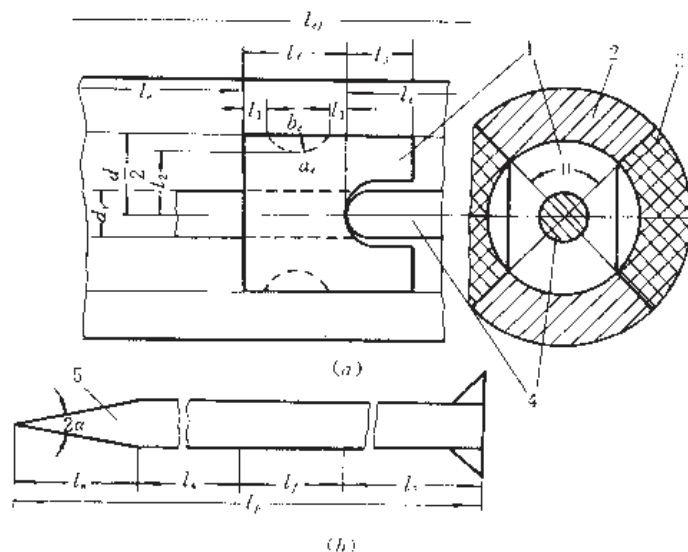


图 10-12 小圆口径尾翼稳定的发射组件和弹丸

(a) 发射组件; (b) 尾翼稳定的细杆弹丸。

1—电枢; 2—导轨; 3—绝缘体; 4—杆状弹丸; 5—鼻锥。

图中,细长的杆状弹丸用高密度的钨材料制成,带尾翼。固体电枢用铝制成,也起弹托作用。弹丸出炮口后,弹托与弹丸分离,以减轻弹托的质量,有效地利用能量。为了便于分析,假设圆口径导轨炮口径为 15.24mm,驱动电流为正弦波,电感梯度为 $0.9\mu\text{H}/\text{m}$,图 10-12 中导轨对应夹角 $\theta=90^\circ$ 。如果一旦能确定发射组件的几何尺寸(见图 10-12 中标注),就能计算出飞行弹道,并根据着靶速度计算终点效应数据。

一、导流横截面

固体电枢沿轴向开一 U 形槽,形成了电枢的两条“腿”,加以预压力,使之和导轨接触。当电流由导轨流过电枢时,如固体电枢一节所述,洛伦兹力迫使电枢腿与导轨更紧密地接触,有利于改善电接触性能。若电流只沿电枢横截面流过,杆状弹丸对传导电流不起作用,可以确定正弦波电流脉冲在半周期结束时,达到炮口速度 v_{pf} 所需的最小导流横截面积

$$A_{\min}^* = \left(\frac{2v_{pf}m}{g_1 L_r} \right)^{1/2} \quad (10-35)$$

式中 m ——发射组件质量;

g_1 ——作用常数,由式(8-27)而定。

对于铝电枢, $g_1=24 \times 10^5 \text{A}^2\text{s}/\text{m}^4$ 时,电枢相应温升为 410°C 。通常希望减小 A_{\min}^* ,这意味着电枢质量小,效率高。

电枢用于传导电流最大的可用面积,由电枢的几何尺寸确定^[9],又设 d 为导轨炮口径得

$$A_{\max}^* = \frac{d^2}{8} (\theta + \sin\theta) \quad (10-36)$$

则 A_{\max}^a 与 A_{\min}^a 之差为可允许安置不传导电流的弹丸的截面积 A_r , 即

$$A_r = 2(A_{\max}^a - A_{\min}^a) = \frac{\pi}{4} d_{r,\max} \quad (10-37)$$

从而杆状弹丸的最大直径 $d_{r,\max}$ 可定。

发射组件质量 m 为电枢质量 m_a 与杆状弹丸质量 m_r 之和, 即

$$m = 2A_{\min}^a \rho_{al} (l_3 + l_f) + A_r \rho_w (2l_e + l_f) \quad (10-38)$$

式中 ρ_{al} ——铝电枢密度;

ρ_w ——钨杆状弹丸密度。

二、计算铝电枢支撑部分的长度 l_f

杆状弹丸未被支撑部分 l_e , 在加速过程中受材料屈服强度和峰值加速度限制, 由下式决定, 即

$$l_e = Y_w / (\rho_w a_m) \quad (10-39)$$

式中 Y_w ——钨杆状弹丸屈服强度;

a_m ——弹丸的峰值加速度。

峰值加速度由峰值电流的洛伦兹力确定。由于驱动电流(正弦波)的半周期应等于弹丸被加速到出口的时间, 故要求

$$a_m = v_{ff}^2 / l_e \quad (10-40)$$

由式(10-38), 并根据电枢长度 $l_a = l_3 + l_f$, 解得

$$l_f = \frac{m - 2A_{\min}^a \rho_{al} l_a - 2A_r \rho_w l_e}{A_r \rho_w} \quad (10-41)$$

三、减小电枢质量的有关计算

为了减小电枢质量从而提高效率, 应把电枢中对传导电流不起作用的部分去掉。例如图 10-12 中虚线所示半椭圆截面槽就是挖掉的部分。此时电枢类似于发射长杆弹的常规双斜面弹托。为求出椭圆的长、短半轴(b_e 和 a_e), 假定 U 形槽前面未挖出的部分, 有两条可能的路径具有与电枢腿相同的电流密度。第一条路径是电流从一导轨到另一导轨横向流动, 其导流面积由 l_1 决定, 即

$$l_1 = \frac{2A_{\min}^a}{\pi d} \quad (10-42)$$

第二条路径为电流的纵向流动, 即在椭圆短半轴 a_e 和杆状弹丸半径 $d_r/2$ 之间环形截面内流动, 其导流面积由 l_2 决定, 即

$$l_2 = \left(\frac{A_{\min}^a}{\pi} + \frac{d_r^2}{4} \right)^{1/2} \quad (10-43)$$

故椭圆的短、长半轴可求得

$$\begin{cases} a_e = \frac{d}{2} - l_2 \\ b_e = \frac{l_f - 2l_1}{2} \end{cases} \quad (10-44)$$

于是可计算出挖去的椭圆槽的质量

$$m_e = \frac{\pi^2 a_e b_e d \rho_{al}}{2} \quad (10-45)$$

挖去质量 m_e 后, 应对计算 l_f 的公式(10-41)加以修正, 其分子应加上 $[A_{\min}^a \pi \rho_{al} (A_{\min}^a / \pi$

$+d_r^2/4)^{1/2} - (A_{\min}^2 d \pi \rho_{al}/2)]$, 其分母应加上 $[(\pi^2 d \rho_{al}/4)(A_{\min}^2/\pi + d_r^2/4)^{1/2} - (\pi^2 d^2 \rho_{al}/8)]$ 。

四、杆形弹丸尺寸计算

在弹丸设计中受两个因素约束,一是弹丸和电枢结合部的应力,二是杆状弹的合适长度。在膛内,随着弹丸速度的增大,杆的长度有变短的趋势,并向粗杆方向过渡。速度的增加也导致电枢和杆形弹丸结合部剪切应力 σ_{sk} 的增大。根据加速度峰值的惯性载荷能求出其大小:

$$\sigma_{sk} = \frac{m_r a_m}{\pi d_r l_f} \quad (10-46)$$

式中长杆质量 m_r 可用杆的直径 d_r 和杆的总长 $(2l_k + l_f)$ 算出。

杆形弹一旦离开炮口,其飞行性能主要由长度所控制。在常规火炮发射中,长杆弹横向惯性矩较大,气动阻尼较小,弹底部的尾翼可有效地减弱弹的偏航。弹丸过长,在弯曲处可能突然出现过大的弯曲应力,以致折断。速度过大,尾翼阻尼作用减弱,以致飞行不稳定。因此,常规长杆弹丸的长径比 (l/d) 小于 35。对电磁炮而言,其弹丸速度高,又受结构形状限制,长径比要更小。图 10-12(b) 中的长杆弹丸是可行的,鼻锥角 $2\alpha = 10^\circ$ 。它的速度极限在 $v_{yf} > 2.2 \text{ km/s}$ 时,取决于尾翼气动力学、热力学特性;在 $v_{yf} > 2.6 \text{ km/s}$ 时,取决于鼻锥的气动力学、热力学特性。

实验表明,弹丸在超高速状态飞行时气动力和气动热会成为突出问题。美国弹道研究所的研究指出,对硬质合金钢弹丸极限速度的马赫数为 6.7。尾翼弹超过此极限,则引起尾翼的烧蚀和断裂,而且尾翼的稳定作用将完全丧失。以下讨论均假定弹丸的材料能满足高速飞行的要求。

杆状弹丸未被支撑部分应受式(10-39)所限,为此,它的前杆长度 l_4 由下式计算:

$$l_4 = 4[m_{ie} - \frac{d_r^2 \rho_e}{24 \tan \alpha}] / (\rho_e \pi d_r^2) \quad (10-47)$$

式中 m_{ie} 是前杆质量,由电枢非支撑部分延伸的杆长 l_e 所决定。

鼻锥长度应为

$$l_n = \frac{d_r}{2 \tan \alpha} \quad (10-48)$$

弹丸后部的调节尾翼是一个钢的四叶片尾翼,其平均密度 $\rho_f \approx 11.7 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$,从叶片的一端到另一端的翼展为 $2.4d_r$ 。

l_5 由下式计算:

$$l_5 = 4[m_{ie} - \rho_f d_r^3] / (\pi d_r^2 \rho_e) \quad (10-49)$$

杆的总长度 $l_f = l_n + l_4 + l_f + l_5$ 。

五、阻力系数 C_d 和飞行速度计算

阻力系数可由实验确定,它与长径比有关,也与马赫数 Ma 有关。对于 $Ma=2$ 时,阻力系数

$$C_{d2} = 0.236 \ln(l_f/d_r) \quad (10-50)$$

对于 $Ma > 1$ 时,阻力系数

$$C_d = C_{d2} \left(\frac{M}{2}\right)^{-1.1} \quad (10-51)$$

对于 $Ma < 1$ 时, $C_d = 0.2$ 。

考虑阻力因速度而变化,先求出一个速度增量

$$\Delta v_x = \frac{-v_x \cdot \Delta x}{C_b} \quad (10-52)$$

式中 Δx ——射程增量;

C_b ——弹道系数。

弹道系数可用下式表示:

$$C_b = \frac{2m_r}{\rho_{air} A_r C_d} \quad (10-53)$$

式中 ρ_{air} ——空气密度, $\rho_{air} = 1.2 \text{ kg/m}^3$ 。

根据式(10-52),新的速度和射程可通过不断地更新旧的 Δv_x 和 Δx 而求得,直到弹丸着靶为止。

六、终点效应

对于弹丸的穿甲性能,可以不同的公式和方程加以评价,每种方式都有它自己的特点。现以穿甲深度评价弹丸的穿甲效果。常把弹丸的贯穿深度和杆长之比值“ p/l ”定义为归一化的穿甲深度。穿甲深度 p/l 随着靶速度 v_t 的增大而增大。其函数关系可用钨杆弹对辊压匀质装甲板试验,将试验数据拟合而得。试验表明,在某一速度,曲线的斜率会发生变化,该速度称为临界速度。在临界速度之上,下列关系成立,即

$$p/l = 187.6 \times 10^{-6} v_t + (-0.00689 \frac{l_r}{d_r} + 0.979) \quad (10-54)$$

在临界速度之下,下列关系成立,即

$$p/l = 972.4 \times 10^{-6} v_t + [-0.26 \ln(\frac{l_r}{d_r})] \quad (10-55)$$

若以有效长度 l_e 代替实际长度 l_r , 所得穿甲深度偏低。

衡量穿甲效果的另一个参数是归一化的靶孔直径,即钨杆弹贯穿辊压匀质装甲板时靶孔直径与弹杆直径之比值(H/d_r)。它也与着靶速度 v_t 有关, $v_t > 1500 \text{ m/s}$ 时,下式成立,即

$$H/d_r = 2.06 - 202.4 \times 10^{-6} v_t \quad (10-56)$$

$v_t < 1500 \text{ m/s}$ 时,下式成立,即

$$H/d_r = 0.368 + 931.6 \times 10^{-6} v_t \quad (10-57)$$

将式(10-56)或式(10-57)乘上弹杆直径 d_r 就可得实际穿甲的靶孔直径。无疑式(10-54)~式(10-57)都是在一定速度范围内拟合实验数据而得,实际使用中,不应超出此范围。

10.4.2 方口径的质量稳定弹丸

前面分析的尾翼稳定弹丸,是一种次口径弹丸,电枢相当于一个弹托,弹丸的直径小于炮管口径。这种带弹托的长杆尾翼稳定弹丸,具有较好的弹道系数和气动力学性能,比动能大,穿甲性能好,适合于长射程武器。但是弹托往往占发射组件质量的 1/3,因此将使发射能量损耗约 1/3。对短射程($< 2 \text{ km}$),初步分析表明,带弹托的小口径弹并无显著优点,而且从生产角度看,无弹托的弹丸容易制造,成本低,于是便产生了图 10-13 所示的小方口径质量稳定弹丸。下面将根据下列导轨炮、小方口径质量稳定弹丸数据和设计目标进行分析^[10]:峰值加速度 2000 km/s^2 ,马赫数以 2 到 8 气动稳定,电枢温升小于 480°C ,低电

枢压降($<20\text{V}$),口径 15.24mm ;射程 2km ,发射速度马赫数大于 3.5 ,炮管长度小于 1.6m ,发射时无炮口闪光。

图 10-13 所示的质量稳定弹丸,长径比大约是 7,圆锥部用钨、后部用铝制成。适当地分配弹体质量,使质心 C_m 在气动中心 C_p 之前,便可保证稳定飞行。这就是质量稳定的设计原理。弹体后部铝块用以调整气动稳定,并开有 U 形槽,也作为方口径导轨炮的固体电枢。为了保持弹丸在膛内稳定运动和保证钨、铝接合处的强度,须在此处套一个内膛导向器(图中未画出)。此导向器由轻质绝缘材料构成,约占总重量的 10% 。它沿轴向开有多条缝隙,前端还有一个空气槽,以便出炮口后裂开和弹丸分离。导向器外缘与内膛表面接触,防止弹丸横向运动,起支撑、平衡的作用。当口径增大到一般常规火炮口径时,这种设计原则也适用。

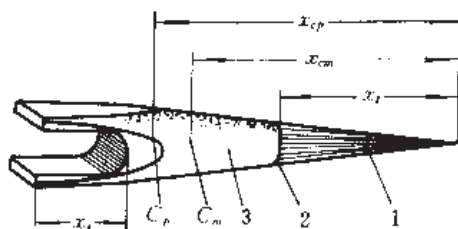


图 10-13 小方口径质量稳定弹丸^[10]

1—钨;2—肩(接合处);3—铝。

以下从设计目标出发,着眼于分析提高弹丸性能的有关问题。

一、弹丸运动参数分析

安装在弹丸后部铝弹体前的钨鼻锥(圆锥部),由铝弹体向前推动。在弹丸向前运动时,钨鼻锥就在铝弹体上产生压应力,其最大应力出现在钨-铝接合面上。钨鼻锥作用在铝弹体肩处的力由峰值加速度 a_m 决定,即 $F = m_n a_m$ 。而峰值加速度为铝的屈服强度所限,即

$$a_m = \frac{Y_{al}}{A_{np} m_n} \quad (10-58)$$

式中 Y_{al} ——铝的屈服强度;

A_{np} ——铝弹体肩处截面积, $A_{np} = \pi r_{np}^2$;

m_n ——鼻锥质量。

与式(10-58)相应的峰值电流 I_m 应与弹丸总质量 m_t 有关,即

$$I_m = \left(\frac{2m_t Y_{al} A_{np}}{m_n L_r} \right)^{1/2} \quad (10-59)$$

假设驱动电流为正弦波,它的半周期恰好等于在长为 l_g 的炮管中的加速时间,因而可以求出相应的炮口速度

$$v_{pf} = \left(\frac{Y_{al} A_{np} I_m^2 l_g}{m_n} \right)^{1/2} \quad (10-60)$$

可见,从结构考虑,使用高强度的材料制做弹丸和加大炮管长度,可以提高 v_{pf} 的极限值;调整弹丸结构使其最优化,也可以提高 v_{pf} 的极限值。

为了使弹丸达到气动稳定,应使鼻锥直径为 6.35mm ,质量分配为 43% 的钨和 57% 的铝。此时,上述的有关参量分别为: $m_t = 11.71 \times 10^3 d^3$, $m_n = 5077 d^3$, $A_{np} = 0.186 d^2$, $a_m = 18.42 \times 10^3 / d$, $I_m = 14.68 \times 10^3 d / \sqrt{L_r}$,而且在最大屈服强度情况下的极限炮口速度

$$v_{pf}^* = 136 \left(\frac{l_g}{d} \right)^{1/2} \quad (10-61)$$

式中 d 为炮的口径,单位为 m 。对于一级近似,式(10-61)表明:在使应力达到极限的加速下,长炮管和小口径能提高炮口速度。使用应力分析软件包,对上述分析检查、验证,两者

所得的峰值加速度是吻合的。

二、电枢功能分析

设电枢 U 形槽(图 10-13)长度为 x_s , 正弦驱动电流在电枢 U 形腿部传导的扩散时间相对于加速时间很短。当仅考虑以材料作用常数 g_1 形式的欧姆加热, 则电枢腿横截面积

$$A_j^2 = I_m \sqrt{\frac{t_{1/2}}{2g_1}} \quad (10-62)$$

式中 $t_{1/2}$ ——加速时间, 它等于正弦波半周期;

g_1 ——作用常数, 由式(8-27)而定。

在上述情况下, 达到炮口速度 v_{yf} 所需的峰值电流为 $I_m = v_{yf} [2m_t / (L_r l_g)]^{1/2}$ 。把 I_m 和弹丸速度、位置的洛伦兹力方程的积分式代入式(10-62), 得

$$A_j^2 = \sqrt{\frac{2v_{yf} m_t}{L_r g_1}} \quad (10-63)$$

根据电枢腿 U 形槽形状, 用数值计算进行曲线拟合

$$A_j^2 = A_{jt} (1 - 0.13x_s^{1.43}) \quad (10-64)$$

式中 A_{jt} ——是电枢腿后部横截面积。

若采用小缝隙 U 形槽, 槽长 1.7 倍口径(以 d 表示)的电枢, 则式(10-64)可简化为 $A_j^2 = 0.361d^2$ 。这样, 由式(10-63)解得 $v_{yf} = 5.56 \times 10^{-5} L_r' g_1 d$ 。当温升 480°C 时, 铝的作用常数 $g_1 = 27 \times 10^5 \text{ A}^2 \cdot \text{s/m}^4$, 于是得到与这样温升相关的最大炮口速度

$$v_{yf}^{\max} = 1.5 \times 10^{11} d L_r' \quad (10-65)$$

方口径导轨炮最大速度的普遍表示式

$$v_{yf}^{\max} = \frac{d^4 L_r' g_1}{8m_t} \quad (10-66)$$

式(10-65)、式(10-66)均表明最大炮口速度随炮管口径和电感梯度而变化, 它们是由式(10-61)规定的合理稳定弹丸(43%~57%质量分配)能达到的最大速度的包络线。

注意到欧姆加热极限速度随口径增大而减小, 而结构因素的极限速度随口径增大而增大, 因此存在一个最佳口径

$$d^{\text{opt}} = 0.936 \times 10^{-5} (L_r')^{-\frac{2}{3}} l_g^{\frac{1}{3}} \quad (10-67)$$

相应此口径的峰值电流

$$I_m^{\text{opt}} = 13.75 \times 10^{-3} (L_r')^{-\frac{7}{6}} l_g^{\frac{1}{3}} \quad (10-68)$$

由于电枢为抛物面状的 U 形槽, 导轨电流通过的截面比槽长和膛高确定的矩形面积要小, 最大可利用面积 A_c 是槽长度 x_s 的函数:

$$A_c = \frac{4}{3} d^2 [1 - (1 - \frac{x_s}{2})^{3/2}] \quad (10-69)$$

对于最佳膛高和 x_s 为 1.7 倍口径的情况, 此时相应的 A_c^{opt} 为

$$A_c^{\text{opt}} = 1.1 \times 10^{-12} (L_r')^{-\frac{4}{3}} l_g^{\frac{2}{3}} \quad (10-70)$$

对正弦驱动电流, 在半周期内加速时, 电枢腿厚度的一般表达式为^[10]:

$$h_{1/2}^2 = I_m / [d(2g_1/t_{1/2})^{1/2}] \quad (10-71)$$

三、气动稳定性

这种弹丸的稳定性主要依赖于发射组件的质量分布。组件的质心 C_m 可由各部分的形状和密度计算出, 气动压力中心 C_p 主要取决于马赫数和弹丸形状。当弹丸尺寸变化时, 还存在诸如鼻锥锐度、表面光洁度和雷诺数等影响因素。

钨鼻锥半角不能太小, 否则易折断且制造困难。通常选用鼻锥半角等于 5.5° 。它是在要求低的阻力和合适压力中心间采取的折衷方案。弹丸的方形基底对保持稳定性也很重要, 这种张开的结构有助于使气动压力中心后移。

在此方案中, 用稳定裕度 (static margin) 来度量弹丸的稳定性。而稳定裕度 (SM) 由下式 (图 10-13) 定义, 即

$$SM \stackrel{\text{def}}{=} \frac{x_{cp} - x_{cm}}{l_p} \quad (10-72)$$

这里的弹丸长度 l_p 表示从鼻锥顶端到电枢尾端长度。

钨鼻锥长度 x_i 主要影响质量分布, 从而影响弹丸稳定性。理论上, $SM > 0$ 的弹丸应是稳定的, 但实际上 $SM < 5\%$ 的弹丸就不稳定了。增加钨鼻锥长度可进一步把质心向前移动, 从而增加了稳定性。

弹丸稳定性也与马赫数 Ma 有关。在高马赫数时, 稳定性减弱。在 $Ma=6$ 时, 稳定飞行的下限出现在 $x_s=2.5d$, 上限出现在 $x_s=4.1d$ 。这两种情况对应的钨-铝质量分配分别是, $30\% \sim 70\%$ 和 $70\% \sim 30\%$ 。

四、弹道系数

知道了弹丸的弹道系数后, 就可以按照式 (10-52) 计算不同位置上的速度。这种弹丸的弹道系数

$$C_b = \frac{2m_{\text{lau}}}{\rho_{\text{air}} d^2 C_d} \quad (10-73)$$

式中 m_{lau} ——不计内膛导向器的弹丸质量;

ρ_{air} ——空气密度;

C_d ——阻尼系数。 $M > 1, C_d = 0.67 M^{-0.82}$; $M < 1, C_d = 0.2$ 。

五、衡量穿甲性能的有关尺寸

为了衡量穿甲特性, 需要将上述由两种材料制成而且截面变化的弹丸, 转换为相当于一种材料组成的圆柱体弹丸。设铝弹体肩处直径为 $2r_{\text{tip}}$, 则钨鼻锥可转换为直径 $2r_{\text{tip}}$ 、长度 l_w 的钨圆柱体。设铝弹体的质量为 m_{al} , 也把它转换为直径为 $2r_{\text{tip}}$ 、长度为 l_{al} 的铝圆柱体, 即

$$l_{\text{al}} = \frac{m_{\text{al}}}{\pi r_{\text{tip}}^2 \rho_w} \quad (10-74)$$

于是, 衡量此类弹丸穿甲性能的是等效长度 l_{eq} 和等效直径 d_{eq} 之比, 即

$$\frac{l_{\text{eq}}}{d_{\text{eq}}} = \frac{l_w + l_{\text{al}}}{2r_{\text{tip}}} \quad (10-75)$$

在质量稳定的弹丸中, $l_{\text{eq}}/d_{\text{eq}}$ 在 2.6~3.8 之间。

10.4.3 高速穿甲弹模拟分析简介

前述两例均是不同质量体组成的小口径发射组件, 这里介绍单一物质的单体大质量弹丸。其结构简单, 如图 10-14 所示。

这种弹丸具有旋转对称的几何结构外形反映出正在研制的 90mm 口径电磁炮用的

1. 31kg 的铝弹特性。它具有相对低的长径比(约 4),可承受高的加速度。虽然电磁炮的研制目标是获取小的峰值加速度与平均加速度之比,但实际上因为对电源放电电流波形控制的困难,达到理想情况极不容易,从而限制了弹丸的长径比不能过大。其次,这种弹丸和常规火炮弹丸形状间的原则差别,是其弹体后部张开。这样,在甚高速时可改善弹丸气动性能,因而可配用于高速电磁炮。该弹丸的几何形状适于在弹体和膛壁间配置可抛弃的弹托。弹丸半球状的头部对穿甲性能影响不大。

在大型、复杂的试验前,预测这种弹丸的破甲性能是很有价值的。为此,可建立数学模型,通过有限元法进行模拟分析。图 10-15 表示出弹丸穿入铝靶后弹体及靶板附近的有限元网孔情况。靶的几何结构近似地代表了半无限介质,在主要碰撞区增加了网孔的密度以提高和改善模拟精度。网孔元的纵横比是 1:1:2,这样可减小了网孔元的形状对数值精度的影响。靶的厚度是弹丸长度的两倍,而靶的径向区域相当于 10 倍弹径。

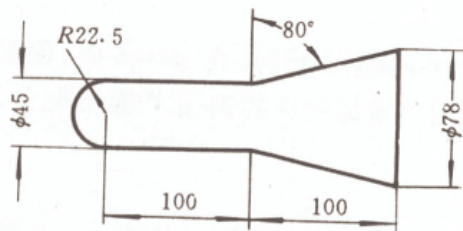


图 10-14 高速穿甲用大质量弹丸^[11]

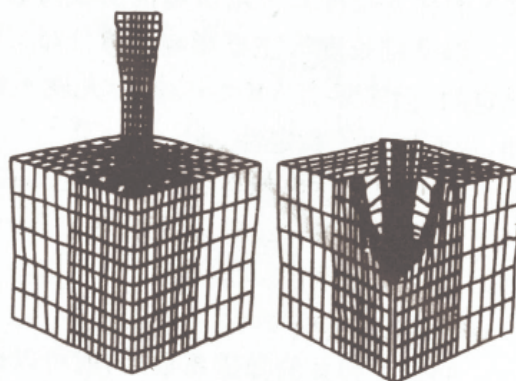


图 10-15 钢弹丸以 2km/s 速度碰撞铝靶的模拟
(正在碰撞和碰撞后 75μs)

选用钢和铝作为弹丸或靶的材料,进行几种组合的模拟分析。假设碰撞中材料是理想可塑的,并遵守洛斯·阿拉莫斯状态方程,就可进行碰撞的有限元数值仿真计算^[11]。状态参数 P 的方程式

$$\begin{cases} P = \{A\mu + \lambda E(B + \lambda EC)\}/(\lambda E + \phi_0) & (\mu \geq 0) \\ P = [A_1\mu + \lambda E(B_0 + B_1\mu + \lambda EC)]/(\lambda E + \phi_0) & (\mu \leq 0) \end{cases} \quad (10-76)$$

且有

$$\begin{cases} E = \rho e; \lambda = \rho_0/\rho; \mu = \rho/\rho_0 - 1 \\ A = A_1 + A_2\mu \\ B = B_0 + \mu(B_1 + B_2\mu) \\ C = C_0 + C_1\mu \end{cases} \quad (10-77)$$

式中 e ——每单位质量的内能;

ρ ——弹丸材料密度;

ρ_0 ——参考密度。

对选用的钢和铝,各常数 $A_1, A_2, B_0, B_1, B_2, C_0, C_1$ 和 ϕ_0 的值列于表 10-5。

上面的状态方程可化为多项式形式^[11],即

$$P = [(F_1 + F_2E + F_3E^2 + F_4E^3)(1 + a\mu)]/G \quad (10-78)$$

且有

$$\begin{cases} G = F_5 + F_6 E + F_7 E^2 \\ F_i = \sum_{j=0}^n A_{ij} \mu^j \end{cases} \quad (10.79)$$

对于 F_i 的求和表达式中, 如果 $i < 3$, 则 $n=4$; 如果 $i \geq 3$, 则 $n=3$ 。

表 10-5 弹丸材料性质和状态方程参量

材料	性 质				状态方程参量 ^①							
	剪切模量 (GPa)	泊松比	屈服强度 (MPa)	密度 (kg/cm ³)	A_1	A_2	B_0	B_1	B_2	C_0	C_1	ϕ_0
钢	79.6	0.3	414	7.860	7.78	31.18	9.591	15.676	4.634	0.3984	0.5306	9.00
铝	27.6	0.33	207	2.702	1.1867	0.7630	3.4448	1.5451	0.9643	0.4338	0.5487	1.5

①单位:克-厘米-微秒制。

文献[11]给出了模拟分析的结果,并指出在 1~3km/s 速度范围内,预测的穿甲深度与已发表的柱状弹丸穿甲性能的实验数据吻合。

参 考 文 献

- 1 Susoeff A R, Hawke R S. Mechanical Bore Damage in Round Bore Composite Structure Railguns. UCID-2520, 1988.
- 2 Hayden T E, Elder D J. Hypervelocity Projectile Development for Electromagnetic Guns. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 452~455
- 3 Clark G A. Evaluation of CAPEL, a Novel Railgun Concept. MRL-R-1018, 1986.
- 4 沈美芳译. 采用磁性旋转稳定原理的弹丸电磁发射装置(USP 4449441). 国外舰艇设备, 1986, 4: 13~15
- 5 Burton R L, Witherspoon F D, Goldstein S A. The EMET Railgun Projectile. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 527~532
- 6 Hawke R S, Scudder J K. Magnetic Propulsion Railguns; Their Design and Capabilities. UCRI-82677, 1979.
- 7 Weeks D A, Weldon W F, Zowarka R C. Plasma Armature Railgun Launcher Simulation at the University of Texas at Austin. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 580~586
- 8 Hodgdon M L, Fowler C M, Homan C G. Projectile Oscillations in Augmented Rail Guns. LA-UR-86-2268, 1986.
- 9 Zielinski A E. Design Limitations for Small Caliber Electromagnetic Saboted Rod Projectiles. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 521~526
- 10 Gamer J, Zielinski A E, Jamison K A. Design and Testing of a Mass-Stabilized Projectile for a Small Caliber, Electromagnetic Launcher. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 197~202
- 11 Fahrenthold E P. Impact Performance of Large Scale Electromagnetic Launchers. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 494~498

附录 主要诊断技术

不言而喻,为了提高实验电炮的性能和监测实用电炮的质量,必须对其与性能相关的技术参数进行测量。具有足够准确度的测量,在多数情况下本身就是一种诊断手段,如弹丸飞行速度的测量,其结果就直接反映了电炮性能的优劣。还有某些参数虽不直接与电炮性能相关,但结合理论分析和设计进行测量,依然也是一种有效的诊断手段。本附录仅介绍电磁炮的诊断技术,因为电热炮的内弹道参量可借助常规火炮经验测量,其它方面(如后膛电压、等离子体性质和电流等)亦可采用电磁炮用的测试技术。

对各类电磁炮测量项目不尽相同。在导轨炮中,主要应测各部位电流和电压、弹丸的速度和位置、等离子体电枢的成分和温度等。对线圈炮,除驱动线圈、弹丸线圈的电流及电压外,还应测量线圈绕组的温升。重接炮藉磁场重接原理工作,必须测量磁场的强度和分布。电热炮是一种电-化学炮,除一般常规火炮的测量项目外,还须对工作介质的分解,等离子体的成分、密度、温度等进行测量。

尽管测量项目繁多,究其共性不外乎脉冲电流和脉冲电压(以及与之相关的磁场)、弹丸的位置和速度、等离子体性质等。尽管这些测量项目与常规火炮以及一般脉冲电流、电压测量等不无雷同之处,但在电磁炮的特定条件下,如超高速飞行的弹丸、持续时间 $10\mu\text{s} \sim 0.3\text{s}$ 的异常高的脉冲电流和电压、几万度高温的等离子体等,电磁炮的测量和诊断却有其特殊性。以下,我们针对其特点,就上述测量项目,主要以导轨炮为例进行介绍。

4.1 脉冲电流的测量

电磁炮的电流异常大,可达兆安量级,但其上升时间为 $10\mu\text{s} \sim 0.3\text{s}$ 范围,较强流粒子束加速器的上升时间长得多(电压亦然)。从理论上说,电磁炮的脉冲电流(或电压)较易测量,实际上却因电磁炮的特殊环境常使信噪比降低而影响测量精度。常用的脉冲电流测量设备有电流互感器、分流器、罗果夫斯基(Роговский)线圈和法拉第效应装置。

用电流互感器测电流是一种间接的测量方法,具有不受测量回路共模电压影响的优点,是一种测量低值电流或瞬态大电流的好方法。但此法受到库仑极限的限制,一旦电流超过极限值,因磁芯磁化饱和而成为非线性,导致测量输出失真。因此电磁炮的电流测量多采用下述的几种方法。

一、电流分流器法

分流器是一种直接测量电流的装置。用它测量电流就是把一个已知的无感小电阻串接在测量回路中,其原理如图 4-1 所示。

图中,把分流器输入端 a, a' 串联接入电磁炮被测电路中,电磁炮电流 i 经过分流器,在分流器的大功率、小阻值的无感电阻 R 上产生一电压降 $u = iR$,由分流器输出端 b, b' 经

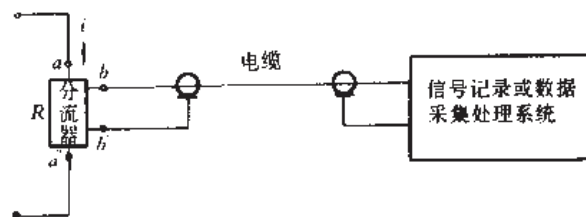


图 A-1 分流器测电流原理

信号电缆引入记录设备。在实际情况下,分流器总存在小电感 L (尽管很小),记录的电压应为 $u = iR + L(di/dt)$,而电感性电压分量应为电阻元件电感以及周围杂散磁场所引起的两部分电压之和。

由于感性电压分量的存在,使测得的电流曲线与实际的有一定差别。为了正确地反映电流波形,要求分流器应尽可能减小电感 ($R \gg \omega L$) 且有良好的屏蔽,以减小杂散磁场的影响。据此,有三种常用的分流器结构 (见图 A-2)。

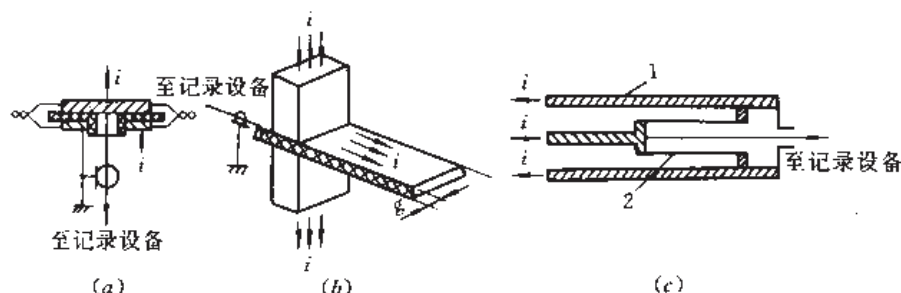


图 A-2 三种常用分流器

(a) 绞制式; (b) 折叠式; (c) 同轴式。

1—铜; 2—镍铬薄片。

绞制式分流器其小电阻在上下两导体块之间用电阻丝绞制而成。这种结构可适当地减小电感,但不宜测大电流,且频率范围较窄。折叠式分流器在导体块 a 、 a' 之间,用薄片状镍铬材料或其它电阻材料折叠起来,中间隔以绝缘材料,形成一个小电阻。当折叠带之间的距离 g 很小时,这种分流器电感很小,但测量大电流时,折叠的两片之间作用力很大,必须加固。同轴式分流器外筒由导电良好的材料 (如铜) 制成,电阻可忽略;内筒的一部分由薄片状电阻材料 (镍铬等) 制成,形成小电阻。这种分流器电感很小,电流产生的磁场几乎全限制于两圆筒之间,不影响外界,其性能最好。但因趋肤效应使电流分布不均,引起有效电阻变化,会导致一定的测量误差。

二、罗果夫斯基线圈法

罗果夫斯基线圈用于间接测量脉冲电流。它类似于电流互感器,有时也称之为变流器,其原理如图 A-3 所示,把线圈做成环形,套在欲测电流回路的导线上。这样,电磁炮的电流回路成为只有一匝的初级线圈,流过脉冲大电流;次级为若干匝,引入记录系统的是经过变换的小电流。此法对几千赫兹以上高频电流更为有效。

图 A-3 中,设电磁炮电流 i_1 从环形罗果夫斯基线圈中心流过,在其路径周围产生磁感应强度 B ,该磁场的磁通 Φ 穿过线圈,则 n 匝线圈感应电压

$$u_c = \frac{d\Phi}{dt} = nA_c \frac{dB}{dt} \quad (A-1)$$

式中 u_c ——线圈感应电压数值;

A_c ——线圈横截面积。

由于 i_1 位于线圈中心, 则离中心 r 处的磁感应强度

$$B = \mu i_1 / (2\pi r) \quad (A-2)$$

代入式(A-1)得

$$u_c = \frac{\mu n A_c}{2\pi r_0} \frac{di_1}{dt} \quad (A-3)$$

输出与电流变化率(而不是与我们期待的 i_1)成正比。在电流变化异常快的脉冲系统(如脉冲粒子束加速器)中, 因 $L \frac{di}{dt}$ 很大, 不难证实^[1]线圈有自积分的作用, 可以求得 $i_2 = \frac{i_1}{n}$ 的关系式。但在电磁炮脉冲电流测量中, 须加积分器, 且罗果夫斯基线圈应专门绕制, 如图 A-4 所示。

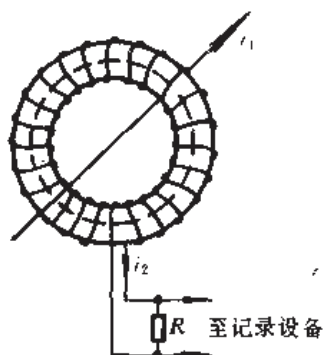


图 A-3 罗果夫斯基线圈
工作原理

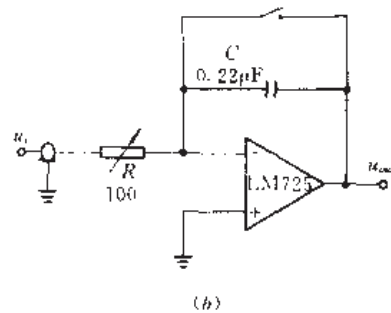
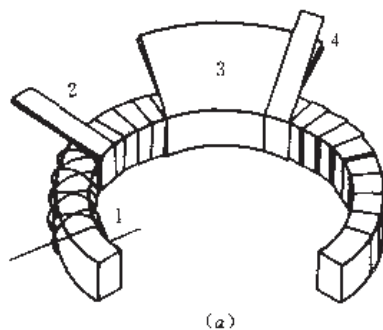


图 A-4 电磁炮测量用罗氏线圈及积分器
(a)刚性矩形截面罗氏线圈;(b)有源积分器。
1—线圈;2—绝缘带;3—箔片;4—螺旋带。

积分式(A-3)后, 输出电压 u_{out} 与电磁炮电流 i_1 成正比, 即

$$u_{out} = \frac{1}{RC} \int u_c dt = \frac{\mu A_c n}{2\pi r_0 RC} i_1 = K i_1 \quad (A-4)$$

式中 r_0 ——罗氏线圈平均半径;

R ——积分器电阻;

C ——积分器电容;

K ——常数, $K = \mu A_c n / (2\pi r_0 RC)$ 。

关于罗氏线圈和积分器的设计、标定, 参考文献[2]中有详述。

罗氏线圈常用非铁磁材料(如铜或铝)的环形金属盒屏蔽起来, 在其内侧开缝, 使 i_1 的磁通更易进入线圈。同时, 在与金属盒环轴线垂直的方向开一条缝, 以避免在盒上形成感应环流。

三、法拉第效应法

利用法拉第效应(又称磁光效应)测电流, 不存在上述方法中的电磁耦合, 其基本原理是: 电流产生的磁场, 使偏振光旋转 θ 角, 再经过解偏振器, 输出的发光强度随 θ , 也即随电流而改变, 原理图如图 A-5 所示。激光器 L 发出的激光通过偏振器 P_1 后成为偏振光, 然后进入玻璃棒 S 。此时若回路流过电流 i , 所产生的磁场将使从玻璃棒出来的偏振光旋转一

角度 θ 。旋转角与磁场强弱成正比,也即与电流成正比。然后,光束经过解偏振器 P_2 。 P_2 应这样放置:在无磁场作用($\theta=0$)时,光束不能通过 P_2 ;在有磁场作用时,偏振光转动 θ 角,光束可通过 P_2 ,而且 θ 越大通过的光越强。最后出来的光束由光电倍增管 M 测量。

图 A-5 用法拉第效应测电流的原理图

偏振光在磁场作用下的介质中,旋转角 θ 与磁场的关系式

$$\theta = k_v l H \quad (A-5)$$

式中 l ——介质棒的长度;

k_v ——费尔德常数;

H ——与光路平行的磁场强度分量。

k_v 与材料性质有关,见表 A-1。

表 A-1 某些材料 k_v 值

材 料	$k_v (10^{-6} \cdot \text{rad/A})$
金 刚 石	4.68
石 英	5.70
钨 冕 玻 璃	8.08
KCl	10.49
CaF	3.18
ZnS	81.88
重火石玻璃	32.17

最后到达光电倍增管的发光强度

$$I^M = I_0^M + \frac{1}{2} I_1^M (1 - \cos 2\theta) \quad (A-6)$$

式中 I_0^M ——偏振光交叉时通过的发光强度;

$(I_0^M + I_1^M)$ ——到达光电倍增管的最大发光强度。

为了区别磁场的正反方向,在固定 P_2 位置时,使它在没有磁场时仍有一定输出。当施加某一方向磁场时, θ 加大,光线输出增强;加反向磁场, θ 变小,光线输出减弱。

为了测量快速变化的电流,应选择弛豫时间极短的材料和高响应速度的光电倍增管等。

这种方法的优点是:它可以完全避免使用高压绝缘材料,也不需要考虑强电磁力、散热问题,以及不受主回路与测量回路之间的相互影响;缺点是:不易准确地标定发光强度与被测电流的关系,而且设备复杂、成本高。

A.2 用 B 点探头测量变化磁场

B 点探头又叫磁场探测器,也称 B 探针。它是一个很小的导体环形圈,交链变化磁通后产生一感应输出电压。该电压与通过线圈的磁通变化率成正比,因此可用它测量与变化磁场相关的物理量。

实际使用的 B 探头是一个直径很小的多匝或单匝磁感应线圈,如美国威斯汀豪斯公司的 B 点探头^[3],是在直径 5mm 的绝缘骨架棒上,用细银导线绕 20 匝,然后用环氧树脂封固而成。

B 点探头已在等离子体物理实验中使用多年,近 10 年来又被作为评估导轨炮性能的重要诊断工具,多用来测量等离子体电枢和导轨电流,也可用于测量弹丸的速度和位置。当 B 点探头线圈轴取向与导轨炮轴线平行时,称为轴向 B 点探头,常用于测量等离子体电枢电流分布和密度。轴向 B 点探头又称为电枢电流探头,其匝数较少,约 1~40 匝。当 B 点探头线圈轴取向与导轨炮轴线垂直时,称为垂直 B 点探头,常用于测量导轨电流。垂直 B 点探头又称为导轨电流探头,其直径较小(可 $<2\text{mm}$),匝数较多,约 100~300 匝。

一、用 B 点探头测量等离子体电枢电流分布

测量等离子体电枢沿轴向(x 向)电流分布是十分有意义的工作,它有助于分析导轨炮性能。其测量原理如图 A-6 所示。如上所述,此时线圈轴与导轨炮轴平行。

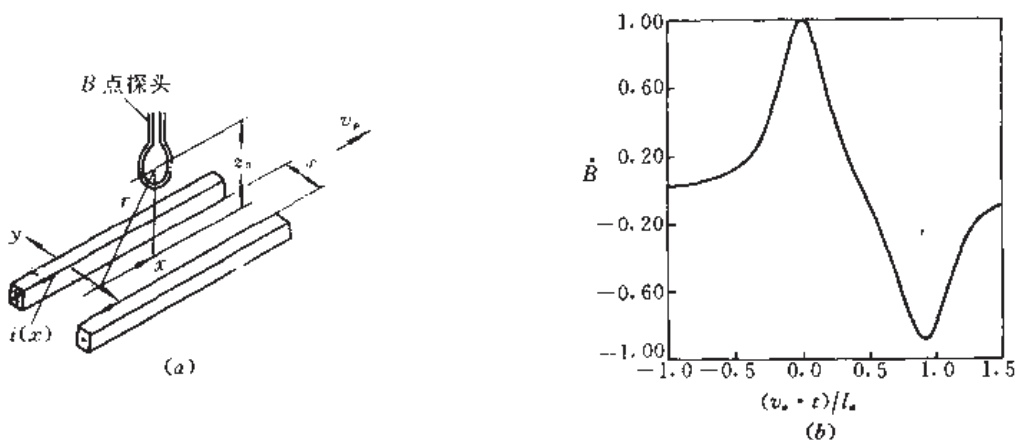


图 A-6 B 点探头测量电枢电流

(a)测量原理;(b)归一化 B 点探头波形。

等离子体电枢电流在探头下方通过,产生与 dB/dt 成正比的感应电压。流过导轨的电流产生的磁场与探头环面平行,不产生感应电压;流过电枢的电流产生的磁场与探头环面垂直,对产生的感应电压贡献最大。这种性质可表达为:

$$u_{BI} = NA_c \frac{d}{dt} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{B}) \quad (\text{A-7})$$

式中 u_{BI} ——B 点探头所产生的感应电压;

N ——探头线圈匝数;

A_c ——探头线圈面积;

\mathbf{n} ——与探头线圈面正交的法线单位矢量。

根据毕奥-萨伐尔定律,磁感应强度 B 可由电流元 $i(x)dy$ 积分而得,并将其代入式

(A-7)

$$u_{BI} = \frac{\mu_0 N A_c}{4\pi} \frac{d}{dt} \int \frac{i(x) \mathbf{n} \cdot (d\mathbf{y} \times \mathbf{r})}{|\mathbf{r}|^3} \quad (\text{A-8})$$

据此,并参考图 A-6 可得^[4]

$$\begin{cases} B_T = \frac{\mu_0 i(x) s}{4\pi r (r^2 + 0.25s^2)^{1/2}} \\ B_N = \frac{\mu_0 i(x) s z_0}{4\pi r^2 (r^2 + 0.25s^2)^{1/2}} \end{cases} \quad (\text{A-9})$$

式中 B_T ——B 点探头的总磁感应强度(Wb/m²);

B_N ——B 点探头的法向磁感应强度(Wb/m²);

μ_0 ——真空磁导率($4\pi \times 10^{-7}$ H/m);

$i(x)$ ——电枢电流(A),其中 $x = v_s t$;

s ——两导轨间距(m);

r ——从电枢中心到 B 点探头中心距离(m),显然有 $r = \sqrt{(v_s t)^2 + z_0^2}$;

z_0 ——B 点探头中心到两导轨平面高度(m)。

根据磁通 $\Phi = B_N N A_c$,又有

$$\Phi = \frac{\mu_0 i(x) s z_0 N A_c}{4\pi r^2 (r^2 + 0.25s^2)^{1/2}} \quad (\text{A-10})$$

参考文献[4]介绍了一种应用信号分析技术处理实验结果的方法,它的要点是:B 点探头作为一个线性系统的传感器,其输入是电枢电流 $i(x)$,输出是 B 点探头的响应函数 $\dot{B}(x)$ 。在采用高斯窗的情况下,若设 B 点探头信号积分的傅里叶变换为 $\text{FFT}[\dot{B}(x)]$,响应函数的傅里叶变换为 $\text{FFT}[\dot{B}(x)]$,高斯窗的傅里叶变换为 GF ,则有

$$i(x) = \text{FFT}^{-1} \left\{ \frac{\text{FFT}[\dot{B}(x)]}{\text{FFT}[\dot{B}(x)]} * GF \right\} \quad (\text{A-10'})$$

式中, FFT^{-1} 为逆傅里叶变换符号, $*$ 为卷积符号。

采用通用的信号分析仪或将信号数字化后用计算机处理,可迅速地获得电流分布 $i(x)$ 。一般在电流变化不是极快的情况下,用这种方法处理的准确度约为 2%。

二、用 B 点探头测量导轨电流

在电磁炮后膛区域由于等离子体电枢再点火等原因,可能存在一定电流损失,因而将罗果夫斯基线圈套在导轨的输入电流馈线上并不能测得导轨电流。而炮管部分,导轨连同内膛绝缘体又封装成一整体,罗果夫斯基线圈又无法套入,故导轨电流测量须另辟蹊径。用 B 点探头测量导轨电流就是一种较好的方法,其测量原理也如图 A-6 所示,只不过线圈轴与导轨轴垂直,且 y 不为零, $y = y_0$ 。

当电枢充分通过 B 点探头位置后,即 $x \rightarrow \infty$,可以算得^[3]此时 B 点探头交链的磁通

$$\Phi_m = \frac{\mu_0 N A_c i z_0}{\pi} \cdot \frac{y_0 s}{[z_0^2 + y_0^2 + 0.25s^2]^2 + y_0^2 s^2} \quad (\text{A-11})$$

由式(A-11)可见,当 $y_0 = 0$ 时, $\Phi_m = 0$,这是显然的:两导轨电流方向相反,磁通抵消; $y_0 \rightarrow \infty$ 时,由于距离太远,磁通也趋于零了。利用极值法则,使 Φ_m 为最大的 y_0 应为

$$y_{0m}^2 = \frac{2}{3} \left[z_0^4 + z_0^2 \left(\frac{s}{2} \right)^2 + \left(\frac{s}{2} \right)^4 \right]^{1/2} - \frac{1}{3} \left[z_0^2 - \left(\frac{s}{2} \right)^2 \right] \quad (\text{A-12})$$

图 A-7 中的虚线便为 y_{0m} 的取值,当 $z_0 \gg s$ 时,此虚线变为直线 $y_{0m} = z_0 / \sqrt{3}$ 。依据式(A-

12), 可把 B 点探头安置在最灵敏的地方。

与电枢电流探头比较, 导轨电流探头具有同等的或更佳的性能。这是因为两者测量的目的不同: 电枢电流探头旨在测量电流密度 $j_y(x)$, 而导轨电流探头测量的是 $i_z(x)$, 两者有下列关系, 即

$$\frac{\partial i_z(x)}{\partial x} = -j_y(x) \quad (\text{A-13})$$

一般说来, 两者的信号幅度和分辨力大致相当, 但导轨电流探头在校准范围和测量准确度方面较优。

导轨炮的磁感应强度通常很大, 约 $10 \sim 30\text{T}$, 引起电磁干扰的因素较多, 测量环境中的导体也会影响探头的灵敏度, 所以实际使用中, B 点探头的设计、制造、安装都须注意。

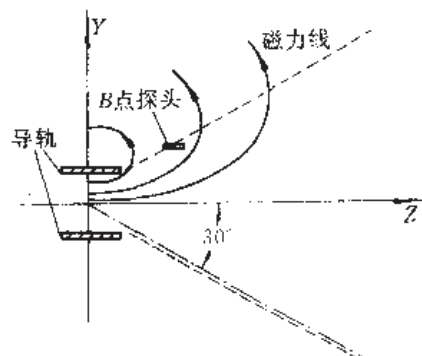


图 A-7 导轨电流探头最灵敏位置

A.3 脉冲电压的测量

电磁炮中, 无论直流电压或脉冲电压都不太高, 常在几千伏到几十千伏之间, 个别情况可达几百千伏。测量百千伏内的直流电压可用高精度的静电电压表。此处仅讨论脉冲电压的测量。

一、电阻分压器法

电阻分压器将被测高电压进行分压引入测量记录设备。因其结构简单, 常用高电阻率金属丝或液体制成, 在电压几十千伏的电磁炮测量中, 它的几何尺寸较小、性能良好, 所以此法常用于脉冲电压测量。图 A-8 是一种理想的分压器, 分压器低压臂的输出电压

$$u_2 = \frac{u_1}{R_1 + R_2} \cdot R_2 \approx u_1 \cdot \frac{R_2}{R_1} \quad (\text{A-14})$$

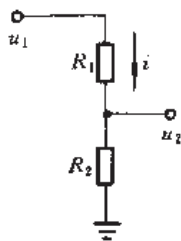


图 A-8 理想的电阻分压器

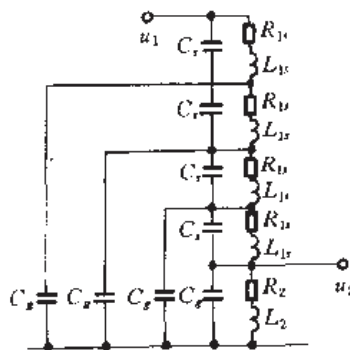


图 A-9 实际电阻分压器等效电路

理想分压器是纯电阻的, 它的计算极为简单。但是在实际所用的分压器中, 回路引线和分压器本身都存在电感, 分压器的电阻元件对地或接地屏蔽之间存在分布电容, 其等效电路如图 A-9 所示。图中, 一系列的 R_{1i} 串联组成高压臂电阻 R_1 , L_{1i} 是每个电阻元件自身的电感, C_{1i} 是电阻元件自身的电容, C_{1i} 是电阻元件对地的电容。

由于寄生电感和电容的存在造成分压器测量上的误差。首先只考虑电感的影响, 此时分压器是一个简单的 $R-L$ 电路。由回路方程 $u_1 = L_{12}(\text{d}i/\text{d}t) + (R_1 + R_2)i$ 很易解得

$$i = \frac{u_1}{R_1 + R_2} \left(1 - e^{-\frac{R_1 + R_2}{L_{12}} t} \right) \quad (A-15)$$

$$u_2 = \frac{u_1 R_2}{R_1 + R_2} \left(1 - e^{-\frac{R_1 + R_2}{L_{12}} t} \right) \quad (A-16)$$

式中 L_{12} ——回路总电感。

可见,当被测电压 u_1 为阶跃波时,输出 u_2 却变成缓慢上升的波形,而且 $L_{12}/(R_1 + R_2)$ 越大,波形畸变越严重,故分压器的设计和制作应尽量减小电感,例如金属丝电阻分压器制作中可采用无感绕法。一般要求 $L_{12}/(R_1 + R_2)$ 小于被测电压上升时间的 $1/20$ 。

其次,单独考虑电容的影响。图 A-9 中,电阻元件对地的电容 C_0 是产生误差的主要原因,显然 C_0 的分流作用会造成波形的畸变。由计算可得

$$u_2 = \frac{u_1 R_2}{R_1 + R_2} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-\frac{n^2 \pi^2}{C_0 (R_1 + R_2)} t} \right) \quad (A-17)$$

式中 C_0 ——分压器对地总电容。

可见 C_0 越小,波形畸变越小,一般要求 $0.23 C_0 (R_1 + R_2)$ 小于被测电压的上升时间 t_r 。在高压端加屏蔽罩,就是减小 C_0 的有效措施。

测量回路电缆匹配不好也会引起分压器误差。由传输线理论可知,电磁波在电缆终端会发生反射,对于阶跃波输入电压,输出电压将叠加振荡。为了消除这种现象,须对电缆特性阻抗进行匹配。一般常用的信号传输同轴电缆特性阻抗为 $50 \sim 100 \Omega$, 电容为 $50 \sim 120 \text{ pF/m}$ 。在记录设备端并联一个与电缆特性阻抗相同的匹配电阻,或在分压器端串联一匹配电阻,使之和低压臂电阻 R_2 之和等于电缆特性阻抗,都能起到减小波形畸变的作用。

设计电阻分压器应考虑以下情况:应使分压器输入阻抗足够高,以免影响被测电路;分压器时间响应要小,以反映真实波形;分压器输出阻抗要低,便于匹配;分压器电性能要稳定,以保证测量的重复性、准确度。因此,同轴式电阻分压器是一种较理想的结构(图 A-10)。其内电阻可采用金属膜电阻,具有电感小、热稳定性好的优点也可设计成高压臂以纯水作电阻 R_1 , 低压臂由多个金属膜电阻并联而成,以减小阻值和增大导流能力。同轴分压器可简化为同轴电缆,以计算其电感、电容,确定分压器响应时间。

二、电容分压器和阻容分压器法

测量电磁脉冲电压,有时也采用电容分压器。这种分压器结构简单,输入阻抗很高,频带宽,可达 1500 MHz 。它的原理如图 A-11 所示。电容分压器应选用绝缘性好、耐高压、电感小、电容值稳定的电容;高压臂电容 C_1 应大于 5 pF , 以减小寄生电容影响;低压臂电容 C_2 一般比 C_1 大得多,由分压比决定。信号电缆应尽量短,以特征阻抗 $Z_0 = 50 \Omega$ 的 SYV-50-15 聚乙烯同轴电缆为例,其长度一般不大于 10 m 。

在图 A-11(a)中,分压比

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (A-18)$$

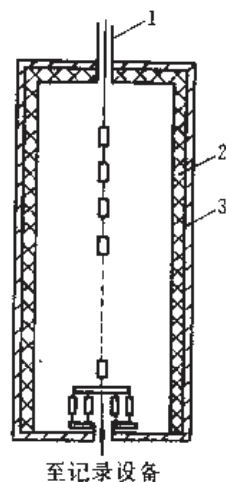


图 A-10 同轴式电阻分压器结构

- 1——同轴电缆;
- 2——绝缘筒;
- 3——屏蔽外皮。

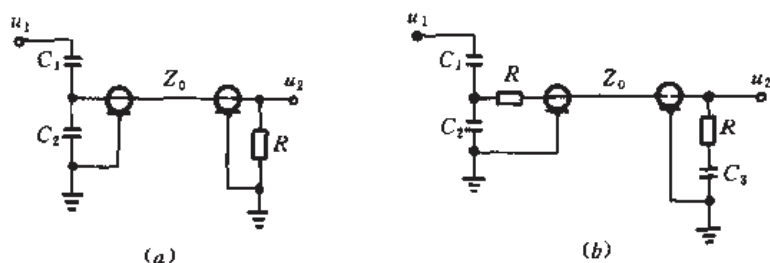


图 A-11 电容分压器原理

(a)一般接法;(b)改进的接法。

因电容 C_2 对匹配电阻 R 放电,所测得的电压 u_2 发生畸变。为此宜采用图 A-11(b)的改进接法。此时, $R=Z_0$,并要求 $C_1+C_2=C_3+C_4$, C_4 为电缆对地电容。改进接法的分压比

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{C_1}{2(C_1 + C_2)} \quad (A-19)$$

纯电容器式分压器,为纯电抗元件,易和接线电感一起产生高频寄生振荡,实际使用中多采用电阻、电容组合的阻容式分压器,其原理如图 A-12 所示。图中,当满足 $C_1 R_1 = C_2 R_2$ 时,阻容分压器分压比和电容分压器相同,即

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (A-20)$$

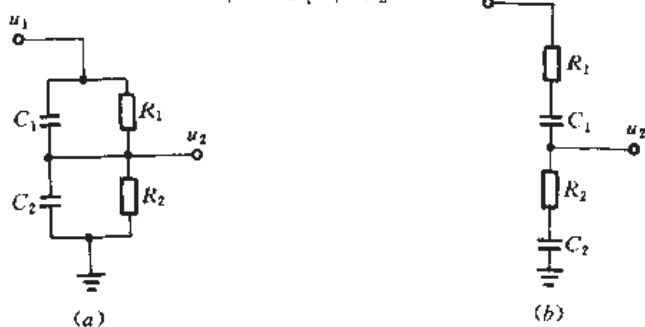


图 A-12 阻容分压器原理

(a)并联式;(b)串联式。

三、克尔效应法

克尔效应是一种电光效应,指的是某些物质(如硝基苯)在电场的作用下会产生各向异性,同时光线在其中将出现双折射现象,入射的一束光将变成两束(正常光线和反常光线)。两束光线相位差 ϕ 随外加电压而变化,即

$$\phi = 2\pi k l u^2 / s^2 \quad (A-21)$$

式中 k ——该物质的克尔常数;

l ——电极极板的长度;

u ——外加电压;

s ——电极极板之间距。

克尔效应法正是利用这一原理测脉冲电压的,装置如图 A-13 所示。图中,应使偏振器 P_1 与电场夹角为 $\pi/4$,使解偏振器 P_2 与电场夹角为 $-\pi/4$ 。当两电极间未加电压 u 时,光线不能透过 P_2 ,光电倍增管 M 无信号输出;当两电极间加上脉冲电压时,光线在克尔盒 K

中发生双折射现象,使得部分光线通过 P_2 ,并产生一个附加的相位差 ϕ 。由光电倍增管的输出就可反映出外加电压的大小。

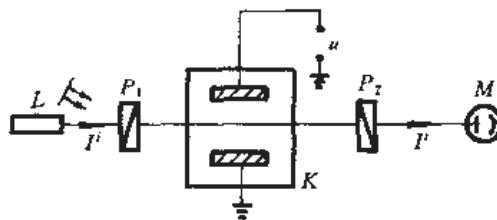


图 A-13 克尔效应法测电压原理

L —单色光源; P_1 —偏振器; K —克尔盒; P_2 —解偏振器; M —光电倍增管。

入射光发光强度 I 和透射光发光强度 I' 之间关系为:

$$I' = \frac{I^0}{2} \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right) \quad (A-22)$$

当 $\phi = \pi$ 时,透射光发光强度第一次达到最大值

$$I_m' = \frac{I^0}{2} \quad (A-23)$$

相应的外加电压

$$u_m = s / (2kl)^{1/2} \quad (A-24)$$

代入式(A-22)得

$$I' = I_m' \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{2} \left(\frac{u}{u_m} \right)^2 \right\} \quad (A-25)$$

而光电倍增管输出电压与透射光发光强度 I' 成正比,从而可确定脉冲电压 u 的波形和幅值。式(A-25)中, u_m 、 I_m' 可通过标定而得。

克尔效应法频响高,对被测回路影响小。由于克尔盒的限制,目前只能测量 300kV 以下的脉冲高压,但已能满足电磁炮的量程需要。作为一种光学方法,用于电磁炮某些特殊部位的测量,有时特别方便。

四、用金属丝测接触电压

在电磁炮某些部位电压测量中,有时采用通常方法难以奏效,须探讨、设计一些新的测试方法,例如导轨炮中导轨与电枢的接触电压就是如此。导轨炮的炮口电压(也称电枢电压)等于一对导轨和电枢的接触电压与电枢体电压之和,把两导轨连接到分压器输入端就能方便地测得此电压。但在导轨炮特性研究中,往往需要把接触电压和电枢体电压分离开来。此时,由于电压很低和电枢的高速运动,使接触电压难以测量。为此,马斯(Mass)等^[5]借助于简单的金属丝就测得了固体电枢和等离子体电枢的接触电压,其原理如图 A-14 所示。

图中,把两根细金属丝从炮口引入电枢并与电枢牢固地焊接在一起。为了不妨碍弹丸运动,可把金属丝紧贴炮膛内壁(例如导轨炮绝缘体的缝隙中),并藉炮口的绝缘支撑架拉紧。这时,导轨 1 和电枢的接触电压($u_{r1} - u_{a1}$)、导轨 2 和电枢的接触电压($u_{r2} - u_{a2}$)就可测得。若测得对应的电流,就能计算出接触电阻。

应注意的是,设法使金属丝对弹丸加速的影响减到最小。马斯的实验中所用的金属丝为 0.17mm 的铁磁材料,将它焊在固体电枢的侧面或等离子体电枢的箔片上,并伸出箔片几毫米。绝缘支撑架在加速期间将金属丝缠绕成“球形”。计算表明,由于重力作用,金属

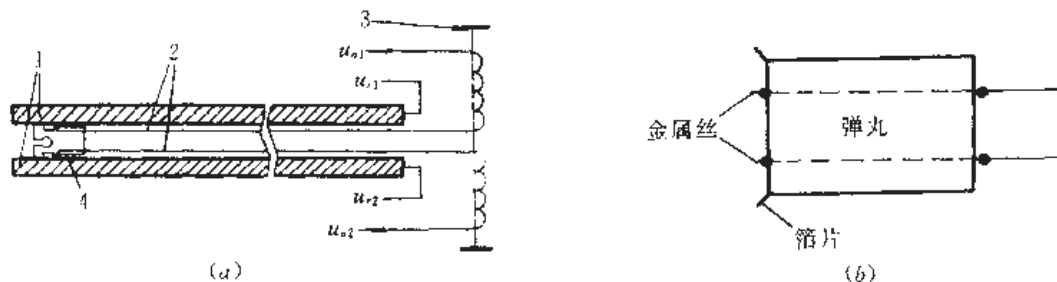


图 A-14 用金属丝法测接触电压原理

(a)和固体电极连接;(b)和等离子体电极箔片连接。

1—导轨;2—金属丝;3—绝缘支架;4—电极。

丝仅下降 $5\mu\text{m}$, 勿须担心因丝弯曲而和导轨接触。

A.4 弹丸速度和位移的测量

弹丸的速度和位移的测量是常规火炮最重要的测试项目之一。对电磁炮也是如此,但在某些方面却有明显不同。迄今,大部分电磁炮仍处于应用研究和工程发展阶段,采用的是实验弹丸。因此,电磁炮速度和位移的测试主要集中在膛内和炮口。常规火炮的内弹道测试,在多数情况下不允许为安装传感器在炮管上钻孔,但在电磁炮中却可结合炮管设计安装各种各样的传感器。

一、用区截装置测速度和位移

区截装置实际上是一个拾取时间触发信号的传感器,它的测试原理如图 A-15 所示。图中区截装置 $S_0, S_1, S_2, \dots, S_n$ 对应的位置坐标为 $x_0, x_1, x_2, \dots, x_n$, 显然弹丸到达某区截装置 S_i , 记录下该时刻 t_i , 则可描绘弹丸的 $x-t$ 曲线, 同时求得第 i 区间平均速度 $\bar{v}_i = (x_{i+1} - x_i) / (t_{i+1} - t_i)$ 。

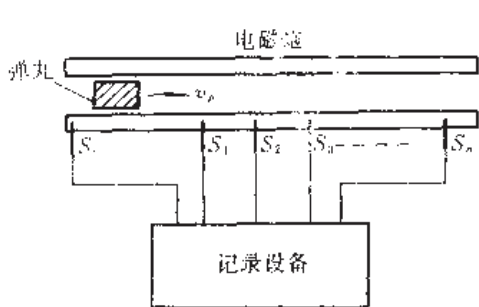


图 A-15 用区截装置测试弹丸速度和位移

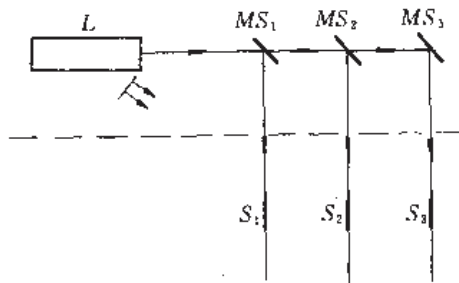


图 A-16 激光速度计原理

L—激光光源;

 $MS_1 \sim MS_3$ —分束镜; $S_1 \sim S_3$ —光纤传感器。

如同常规火炮测试,区截装置的选择是多种多样的。其基本要求是准确地反映弹丸到达的时刻。最简单的是一种所谓“通断靶”,弹丸通过撞断一根金属丝或一根石墨笔芯,都能引起信号的通断而触发记时。但这种装置易为声激波等误触发。

B 点探头也可作为区截装置。电枢通过 B 点探头,输出一个类似的正弦波信号,经整

形后送入记录设备后触发记时,对应电枢到达该B点探头的瞬间。

光纤传感器常用于电磁炮中作为区截装置。当温度高达2万至5万摄氏度的等离子体电枢通过时,伴随着发光现象。由光纤拾取的光信号,经光电二极管或其它光敏器件变成电信号,整形后触发记时。

激光速度计也常用作区截装置测量弹丸在膛内和炮口速度,它的原理如图4-16所示。激光器发射的单色光到达分束镜 MS_1 时,分成两束光:一束反射光到达光纤传感器 S_1 ,一束透射光到达分束镜 MS_2 继续分束。当弹丸从中穿过挡住了光纤传感器的入射光线时,就会引起触发记时。

图4-15中记录设备也可根据要求选择不同装置。最简单的是多路计时仪,它为各区截装置触发,记下对应的时刻。若以波形存储器代替,通过计算机处理,不仅可记录时间,而且可观察波形和进行有关运算。

二、用冲击摆原理测速度

大电流引起的接地干扰和强电磁场引起的噪声始终是电磁炮测量中的严重问题。因此用古老的冲击摆原理测量弹丸的炮口速度不失为一种简单、有效的办法。这种方法基于动量守恒原理。图4-17是它的一种可行结构。图中,质量为 m_p 的弹丸出炮口就冲入滑块,被阻尼物质挡住,并和滑块一起以 v_s 运动。冲击滑块表面制成锥形,通过位移传感器测量和滑块表面位移,就可计算出滑块在运动方向位移。设滑块运动的摩擦力可忽略,即可求出弹丸的运动速度

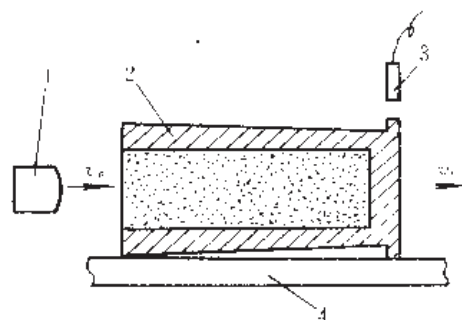


图 4-17 用冲击滑块测速度

1—弹丸;2—冲击滑块;
3—位移传感器;4—滑轨。

$$v_p = v_s \frac{m_s + m_p}{m_p} \quad (A-26)$$

式中 v_s ——弹丸冲入后滑块运动速度;

m_s ——滑块质量。

三、用 VISAR 测速度和位移

VISAR,即可用于任意反射表面的激光速度干涉仪,它是常规火炮和电磁炮测试领域应用广泛的一种激光测速仪器^[6]。和一般高速相机及区截装置比较,它的主要优点是:可直接测得速度(不必通过数据处理),因而提高了测速精度和时间分辨率;可以连续测量得到 $v-t$ 曲线。其原理如图4-18所示。

VISAR 的原理基于运动体反射激光的多普勒效应和光学外差检测技术。众所周知,激光入射至运动物体表面,反射光束将引起一个多普勒频移,根据波长可由下式表示,即

$$\Delta\lambda = - \frac{2\lambda v(t)}{c} \quad (A-27)$$

式中 $v(t)$ —— t 时刻物体的运动速度;

λ ——激光波长;

c ——光速。

VISAR 将携带速度信息的光束分成两束,使一束光相对于另一束延迟一段时间 τ ,互

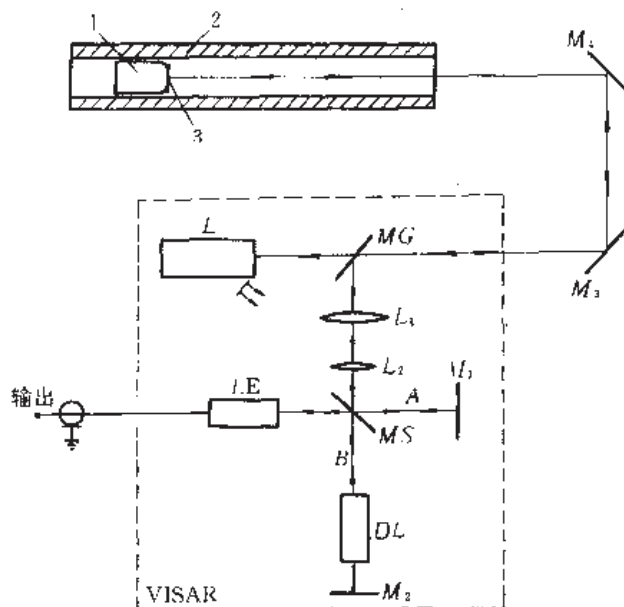


图 A-18 用 VISAR 测弹丸速度

1—弹丸, 2—导轨, 3—苏格兰膜。

相干涉从而提取速度信息。图 A-18 中, 由激光光源 L 发出的激光穿过有孔反光镜 MG , 经反射镜 M_3 、 M_4 后垂直入射到弹丸表面的苏格兰膜上。被苏格兰膜散射的激光, 由原路径返回, 由望远镜 L_1 、 L_2 收集进入分束镜 MS 。然后分成两束: 其一 A 束光, 经反射镜 M_4 后返回; 其二透射的 B 束光, 经延迟元件 DL 后, 由反射镜 M_2 返回。 B 束光相对 A 束光延迟了时间 τ , 两束光在 MS 处叠加后射到光电转换器 LE 上, 调节 M_2 , 就可在 LE 上出现清晰、稳定的干涉条纹。

B 束光相对于 A 束光的物理光程差

$$\delta_{BA} = c\tau = N\lambda \quad (A-28)$$

式中 c ——光速;

τ —— B 束光相对于 A 束光延迟时间;

N ——干涉级次, 随 λ 变化;

λ ——激光波长, 随运动体速度而变。

将式 (A-28) 对时间 t 差分得

$$\Delta N(t) = -\frac{c\tau}{\lambda^2} \Delta \lambda(t) \quad (A-29)$$

以一个约定的符号 $F(t)$ 表示 $\Delta N(t)$, 并代入式 (A-27)

$$v(t) = \frac{\lambda}{2\tau} F(t) = KF(t) \quad (A-30)$$

式中 $F(t)$ ——条纹函数, 即干涉仪产生的条纹数;

K ——条纹常数 $[\text{m}/(\text{s} \cdot \text{条纹})]$ 。

从输出记录的条纹数 $F(t)$ 即可求得弹丸的运动速度。图 A-19 为条纹函数的电压输出波形。设条纹常数 $K = 423 \text{m}/(\text{s} \cdot \text{条纹})$, 则相对于 t_0 时刻 (起点), 至 t_1 时刻共 8 个条纹, 其时弹丸速度为 $v_1 = 423 \text{m}/(\text{s} \cdot \text{条纹}) \times 8 (\text{条纹}) = 3384 \text{m/s}$ 。

有几个问题需要说明:

(1) 一般的速度干涉仪,要求被测样品必须是镜反射表面,以保证进入仪器的是空间相干光束,这就注定此类速度干涉仪只能测量很低的速度。VISAR 是基于 1972 年美国桑迪亚实验室提出的用于任意反射表面的速度干涉仪。苏格兰膜是一个漫反射表面,返回光束是一种非空间相干光束。但由苏格兰膜特性所致,能使每个微反射元分束后经过不同支路传输,再合束混频时又成自相交,从而保证每一时刻准固定程差条件,实现干涉。

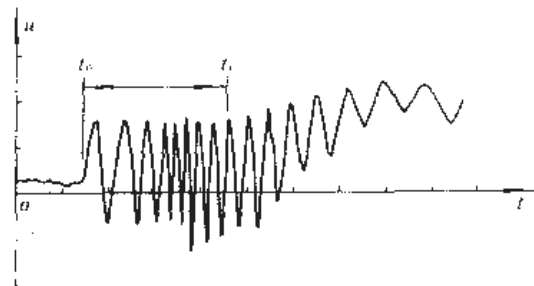


图 4-19 条纹函数的电压输出波形

VISAR 可在相当宽的速度范围内,有足够的测量准确度。如我国工程物理研究院西南流体物理所的 JSG-1 型激光速度干涉仪,其条纹常数为 $19.7\text{m}/(\text{s} \cdot \text{条纹}) \sim 2.48 \times 10^3\text{m}/(\text{s} \cdot \text{条纹})$ 。当速度大于 40m/s 时,误差小于 3% 。

(2) 式(A-30)中条纹函数 $F(t)$ 不一定是整数。事实上由光电转换器 LE(如光电倍增管)输出的电压波形

$$u(t) = u_m \{1 + \cos[2\pi F(t) + \phi_0]\} \quad (\text{A-31})$$

式中 u_m ——电压振幅;

ϕ_0 ——初始相位,由初始条件而定。

由式(A-31)解得

$$F(t) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \arccos \left[\frac{u(t) - u_m}{u_m} \right] \right\} - \arccos \left[\frac{u(0) - u_m}{u_m} \right] \quad (\text{A-32})$$

代入式(A-30),就可求得任意时刻的速度。

将速度 $v(t)$ 积分就可得 t 时刻位移,实验表明^[6],用 VISAR 测弹丸的速度和位移有相当高的准确度。

(3) VISAR 的时间分辨率可简单地表示为:

$$\Delta t = (\tau^2 + t_r)^{1/2} \quad (\text{A-33})$$

式中 t_r ——记录系统的响应时间。

为提高时间分辨率,可以把延迟时间 τ 定得很小,因而 t_r 就成为决定时间分辨率的主要因素了。为此,须采用高响应速度的光电倍增管或示波器记录。但要使 $t_r < (1 \sim 2)\text{ns}$ 是困难的,从而限制了 VISAR 在高速电磁炮中的应用。采用变像管作为记录系统可把时间分辨率提高到 300ps ,甚至更高。这种以光学系统记录的 VISAR,称为 ORVIS 技术。

(4) 测速准确度很大程度上决定于条纹函数 $F(t)$ 的处理精度,也即决定于信噪比。如同常规火炮测试中火药气体泄漏会降低 VISAR 输出信号的信噪比一样,电磁炮等离子体的泄漏也会发生这种现象,实验中应尽量予以避免。

四、其它测量速度和位移的方法

测量弹丸速度和位移方法很多,而且原理不尽相同。一般说来,应根据具体的测试要求,因时、因地选择不同的测试方法和设备。

如对电热炮,可用微波位移干涉仪直接测量弹丸在膛内运动的位移。这种方法以炮管作为传输能量的圆波导,在其中激励 H_{11} 模式的连续微波,并以弹丸作为短路活塞,此时

参考波束不变,信号波束来自弹丸反射,叠加形成驻波,运动体位移

$$s(t) = \frac{\lambda_0}{2} F_s(t) \quad (A-34)$$

式中 λ_0 ——微波波长,与炮管直径有关;

$F_s(t)$ ——微波位移干涉仪的条纹函数。

然而,对于其它类型电磁炮,因为其炮管难以构成传输微波能量的波导管,此法并不适用。

再如常规火炮测试中广泛采用的如高速分幅摄影、条纹摄影、闪光 X 射线照相等光学方法,也可用于电磁炮的炮口速度测量及内弹道测量,只不过要求的拍摄速度更高而已。这类方法诚然数据处理比较麻烦,但在测量速度、位移的同时,也往往测得了弹丸的姿态。

A.5 等离子体的温度测量

温度是等离子体的最重要参数。对于一般的温度测量,可采用的方法很多,但对等离子体的特定情况,宜采用非接触的光学测温方法,其中有:(1)光谱法,测量的是由等离子体发射或吸收的电磁辐射;(2)全辐射法或单谱辐射法,通过跟斯忒藩-玻耳兹曼或普朗克辐射定律相比较的办法测量不透明体表面的温度;(3)散射辐射法,测量的是光束的多普勒展宽,由此确定温度值;(4)折射率法,测量的是介质的折射率或折射率的空间导数,由此推算出温度场,此法通常用来研究透明介质。下面重点介绍前两种测温方法。

一、电磁炮等离子体的局部热平衡

温度,作为分子热运动的量度,从宏观来看,只有热平衡状态才有意义。低压下气体放电所产生的等离子体,如日光灯中电子和离子、中性原子远没达到热平衡,从微观上看,电子和离子的温度相差甚远,笼统地说温度是没有意义的。

处于理想热力学平衡状态的高温等离子体,必须满足的条件是:等离子体中每类粒子的速度遵从麦克斯韦-玻耳兹曼分布;每类粒子中受激态粒子的数量密度遵从玻耳兹曼分布;电离的粒子密度遵从萨哈方程;电磁辐射场是黑体辐射场,其辐射强度由普朗克函数描述。显然,电磁炮中等离子体不能同时满足这些条件。但是,倘若等离子体特性(温度、密度、导热系数等)的梯度足够小,使等离子体中一个给定粒子从一个位置扩散到另一个位置,有足够的时间达到平衡,则此时宏观温度的概念是有意义的。这种状态称为局部热平衡状态。

电磁炮中的等离子体是处于局部热平衡状态的。它们在高压、高温、高密度的条件下,频繁地碰撞,其碰撞平均自由程约为 $10^{-5} \sim 10^{-7} \text{cm}$ 范围。除了邻近膛壁的薄层外,有充分理由认为它们满足局部热平衡条件。

不同类型电磁炮的等离子体温度范围相差很大。电热炮中等离子体温度约在 $3000 \sim 10000 \text{K}$ 范围;而导轨炮中等离子体温度要高得多,可达 20000K 或更高。这就要求选择不同的测温方法。

等离子体温度是一种随时间迅速变化的参数,测量和标定这种瞬态温度历来是很困难的。

二、光谱测定法

极高温的等离子体,多用光谱法测定其温度。这种光谱法又因工作原理不同而分为以下两种:

(1)改进型谱线翻转法 原来的谱线翻转法需要监视谱线由光线到暗线的翻转温度,这对瞬态温度的测量是难以做到的。改进后无需监视温度,其原理基于普朗克辐射定律和维恩公式。当 $ch/k \gg \lambda T$ 时,有

$$M_{bl}(T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{ch}{\lambda T}} \quad (A-35)$$

式中 $M_{bl}(T)$ ——黑体的辐射出射度(发射本领);

h ——普朗克常数;

c ——光速;

k ——玻耳兹曼常数;

λ ——波长;

T ——温度。

若测得标准光源在波长 λ 处的相对辐射出射度 $M_L(T_L)$ 、等离子体中某成分(如导轨中铜)在 λ 处相对辐射出射度 $M_F(T_F)$ 和总的辐射出射度 M_{L+F} ,就可将它们分别表示为:

$$M_L = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} e^{-\frac{ch}{\lambda T_L}} \cdot D \quad (A-36)$$

$$M_F = \alpha \cdot 2\pi hc^2 \lambda^{-5} e^{-\frac{ch}{\lambda T_F}} \cdot d\lambda \quad (A-37)$$

$$M_{L+F} = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} e^{-\frac{ch}{\lambda T_L}} \cdot D - \alpha \cdot 2\pi hc^2 \lambda^{-5} e^{-\frac{ch}{\lambda T_L}} \cdot d\lambda \\ + \alpha \cdot 2\pi hc^2 \lambda^{-5} e^{-\frac{ch}{\lambda T_F}} \cdot d\lambda \quad (A-38)$$

式中 D ——光谱仪入射狭缝宽度;

α ——等离子体中某成分谱线吸收比;

$d\lambda$ ——谱线宽度。

将式(A-36)、式(A-37)代入式(A-38)得

$$M_{L+F} = M_L - \alpha M_L \frac{d\lambda}{D} + M_F \quad (A-39)$$

由式(A-36)和式(A-37)可得

$$\ln \frac{M_F}{M_L} = \ln \left[\frac{\exp\left(-\frac{ch}{k\lambda T_F}\right)}{\exp\left(-\frac{ch}{k\lambda T_L}\right)} \cdot \alpha \frac{d\lambda}{D} \right] \quad (A-40)$$

于是可解得等离子体温度

$$T_F = \left[T_L^{-1} + \frac{k\lambda}{ch} \ln \frac{M_L + M_F - M_{L+F}}{M_F} \right]^{-1} \quad (A-41)$$

M_L 、 M_F 和 M_{L+F} 的测定可用下列装置实现(图 A-20)。图中,OMA 为光学多通道分析系统。在电磁炮未工作时,仅有标准光源的温度信息由光纤进入光路系统,单色仪、视象管和 OMA 记录的是 M_L 和零点信息。当电磁炮工作后,斩波器关闭时,记录的是 M_F 信息;斩波器打开时,记录的是 M_{L+F} 信息。最后,由 OMA 可求得温度 T_F 值。

应该指出,当条件 $ch/k \gg \lambda T$ 不满足时,式(A-35)会有较大的误差。在温度极高时,若用普朗克公式代替式(A-35),则温度 T_F 的表达式将变得更为复杂。

(2)斜率法 该法利用光谱辐射能密度 w_λ 的对数与温度 T 的线性关系来测温的。光谱辐射是由粒子的能级跃迁产生的,其表达式为^[7]:

$$w_\lambda = \frac{1}{4\pi} A_i^s n_0 \frac{g_s}{Z_0} \exp\left(-\frac{W_s}{kT}\right) h\nu \quad (A-42)$$

式中 w_λ ——波长 $\lambda \sim \lambda + d\lambda$ 的辐射能密度;
 A_i^s ——粒子从量子态 s 到较低量子态的自发跃迁概率;
 n_0 ——粒子的数量密度;
 g_s ——量子态 s 的统计权重;
 Z_0 ——该粒子的划分函数;
 W_s —— s 态能量;
 ν ——频率。

对式(A-42)两边取对数,并整理得

$$\ln\left(\frac{w_\lambda}{A_i^s \nu g_s}\right) = -\frac{W_s}{k} \frac{1}{T} + \ln\left(\frac{n_0 h}{4\pi Z_0}\right) \quad (A-43)$$

上式为 $y = -\frac{1}{T}x + C$ 形式,选用几条谱线绘出 $y \sim x$ 曲线,其斜率即为 $-\frac{1}{T}$ 。

三、全辐射测温法

该法基于黑体的全辐射的斯忒藩-玻耳兹曼定律

$$M_b = \sigma T^4 \quad (A-44)$$

式中 M_b ——黑体在全部波长范围的辐射出射度;
 σ ——斯忒藩-玻耳兹曼常数;
 T ——黑体温度。

实际物体多为灰体,式(A-44)应修正为

$$M = \varepsilon \sigma T^4 \quad (A-45)$$

式中 ε ——发射率,实际物体辐射出射度与相同温度黑体辐射出射度之比。

据此,可制成辐射感温器^[8],其原理如图 A-21 所示。图中,被测物体辐射能通过透镜 1 和可变光阑 2、固定光阑 3 聚集在探测元件 4 上,使其温度升高。调整光阑等,仅使一小部分辐射能落在探测元件上,因而探测元件温度远低于被测物体温度。于是,有下式

$$\alpha \cdot \sigma T^4 = b \cdot (T_1 - T_0) \quad (A-46)$$

式中 T ——被测对象温度;
 α ——光阑调节衰减系数;
 b ——标定常数;
 T_1 ——探测元件温度;
 T_0 ——环境温度。

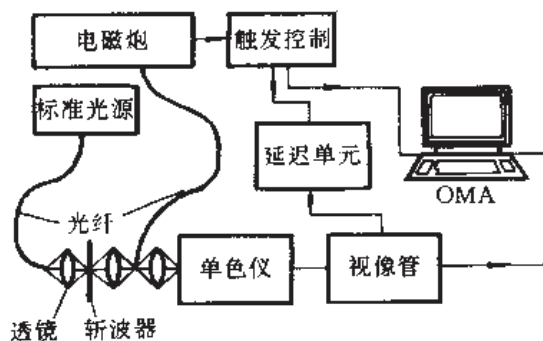


图 A-20 改进谱线翻转法测试装置

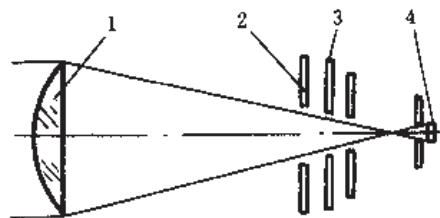


图 A-21 辐射感温器的工作原理

普通使用的探测器有光电探测器和热探测器两类,应根据噪声当量功率、时间响应、波谱性选择、线性和稳定性等参数选择使用。其记录设备也可采用图A-20中的光谱多通道分析仪。

利用全辐射原理测温,设备结构简单,可测量极高的温度,但难以精确地测定发射率。

四、探针法测温

电磁炮等离子体的温度,也可用探针法测量。探针的种类很多^[7],有测热探针,它将所测得的焓换算成温度;有冷却式静电探针,它通过电子运动与探针电位的关系测得温度;有辐射探针,可用于等离子体区温度测量;有热流密度探针,它利用一维傅里叶导热方程测热流密度而求得温度。

探针法的优点在于它的成本低、结构简单,而且有些探针技术是与等离子体其它特性的测量紧密相关的。随着探针微型化技术的进展,探针法的应用将会受到应有的重视。

A.6 等离子体密度和成分等的测量

一、等离子体密度测量

马赫-曾德(Mach-Zehnder)干涉仪是测量密度常用的仪器。较之其它光学仪器,它的主要优点是:信号光束和参考光束在空间中可分得很开,将使参考光束避开电磁炮的障碍,通过均匀的温度场和密度场。此外,信号光束仅通过测量区一次,因而图像比较清晰,并可确定光程。其原理如图A-22所示。

图中,以单色光源和透镜配合,得到一束平行光束。平行光束到达分束镜 MS_1 时,分成两束:一束透射的A束光,经反射镜 M_1 、导轨炮测量区,由分束镜 MS_2 反射后到达投影屏;另一束反射的B束光,经反射镜 M_2 ,由分束镜 MS_2 透射后到达投影屏。两束光在投影屏形成干涉条纹。

这两束相干光的相位差

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[\int (n_A - n_B) dx \right] \quad (A-47)$$

式中 λ_0 ——真空中单色光波长;

n_A ——A束光路径折射率;

n_B ——B束光路径折射率。

显然,两束光的光程差 $\int (n_A - n_B) dx$ 是由于A束光通过导轨炮测量区引起的,与该段折射率 n 及长度有关。而由格拉德斯通-戴尔(Gladstone-Dale)方程^[7]

$$\rho = \frac{n - 1}{G} \quad (A-48)$$

式中 ρ ——介质密度;

n ——介质折射率;

G ——格拉德斯通-戴尔常数。

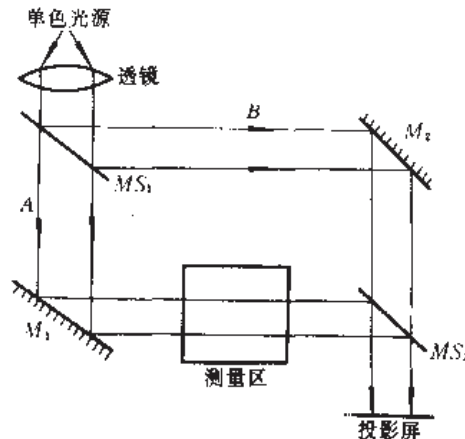


图 A-22 马赫-曾德干涉仪原理

代入式(4-47)得

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(\rho_A - \rho_B) \cdot l_A \quad (4-49)$$

式中 ρ_A ——导轨炮等离子体密度;
 ρ_B ——空气密度;
 l_A ——A束光穿过等离子体区长度。

在投影屏上出现明暗相干条纹的条件是

亮纹 $\Delta\phi = 2k\pi$ $k=0, 1, 2, \dots$
 暗纹 $\Delta\phi = (2k+1)\pi$ $k=0, 1, 2, \dots$ (4-50)

由此可确定等离子体密度 ρ_A 。需要说明的是,采用光学方法测量等离子体性质,往往要在测量区开一个“石英窗”,以透过光线。结合炮管设计开石英窗的技术的可行性,有效性已为许多实验所证实。图4-22中,光束A在导轨炮测量区的前进方向,也就是在与电枢运动的垂直方向上密度分布均匀。

其次,为了保证测量的准确性,除了要求良好的单色光源外,所有的镜面和窗应加工成精度为十分之一波长内的光学平面。

除了马赫-曾德干涉仪法外,还有其它方法,如X射线法测量等离子体密度。它基于X射线通过介质被吸收来求出X射线的强度

式中 I_0 ——入射X射线强度;
 I ——透射X射线强度;
 β ——质量吸收系数,可由表查到;
 ρ ——吸收材料密度;
 x ——吸收厚度。

据文献[9]报道这种方法是可行的。

二、等离子体成分测量

等离子体成分通常可用光谱仪测量。除在炮管上开窗口进行光谱分析外,还可对炮口火焰进行测量,以确定等离子体成分。图4-23示出了炮口火焰测量原理。

图中,为了严格地确定等离子体成分,把实验导轨炮置入真空室中。正前方的反射镜把炮口火焰引向石英窗,而在石英窗后并距炮口约1m处安装有光谱仪,以对炮口火焰进行光谱分析,确定其成分。同时在光谱仪狭缝附近,配有一PIN二极管,以监视炮口火焰温度。下面列出了推荐使用的光谱仪特性:

焦点长度 0.5m

光栅 1200/mm

分辨率 $16 \times 10^{-10}\text{m}$

中心波长 $(2000 \sim 12000) \times 10^{-10}\text{m}$

输入狭缝宽 0~10mm 范围内可变

记录介质 35mm 胶片或偏振片

这种光谱仪采用基于夫琅和费衍射原理的衍射光栅。每次射击后,用汞灯光源对光谱仪进行标定,将胶片上的等离子体各元素的谱线和已知汞元素谱线位置相比较,从而确定等离子体成分。

三、等离子体长度和压力等的测量

等离子体各种参数的测量往往同时进行,测试中多采用能同时测量多种参数的传感器。如前所述,光纤传感器既可作为区截装置测量弹丸速度,又可传输等离子体光谱进行温度的探测。同样,B点探头除了用作区截装置测速和直接测量导轨电流、电枢电流外,还可从电枢电流的分布中确定等离子体电枢的长度。在实际测量中,大多沿炮管各安装

4~6个或更多个光纤传感器和B点探头,如图A-24(a)所示。图A-24(b)所示为4个间距8cm的B点探头产生的感应电压波形。通过这种测量,既测出了电枢电流分布,又可确定等离子体电枢长度。实际上,如果在图(b)中的横坐标固定一个时刻,由对应的感应电压值并根据式(4-8)和式(4-9),就可算出等离子体电枢长度。

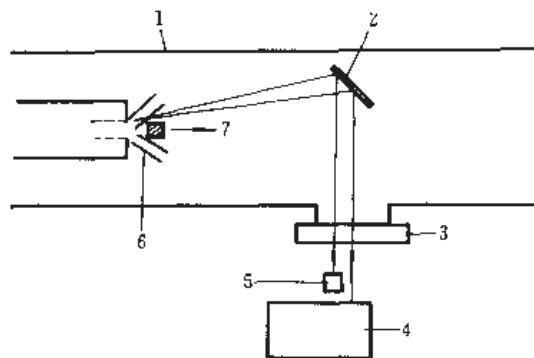


图 A-23 炮口火焰测量原理

1—真空室；2—反射镜；

3—石英窗；4—光谱仪；

5—PIN 二极管；6—炮口火焰；

7—弹丸。

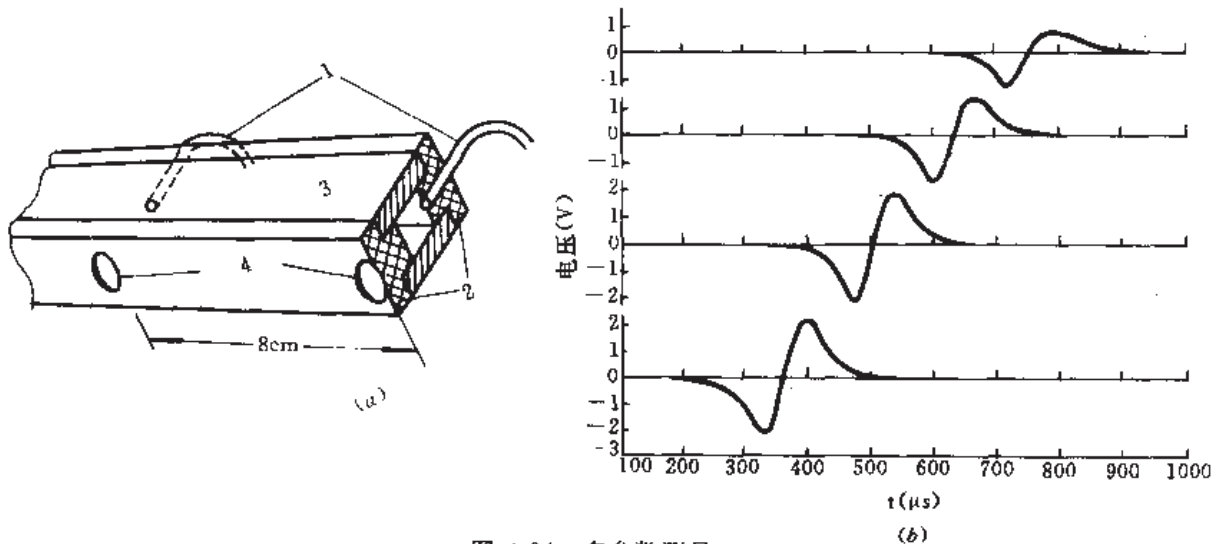


图 A-24 多参数测量

(a)同时安装多个传感器；(b)四个B点探头输出波形。

1—光纤探头；2—绝缘体；3—导轨；4—B点探头。

压力传感器也可同时安装在炮管上。有人用瑞士 Kistler 公司生产的压力传感器成功地测得了导轨炮等离子体压力曲线^[10]。用于常规火炮的压力传感器就量程而言和导轨炮相仿,但后者要求传感器上升时间要快得多。尤其重要的是,导轨炮等离子体瞬时温度可达2万摄氏度以上,没有足够的保护措施(如涂以真空硅脂),势必会造成传感器的损坏。

A.7 其它测量

一、热流量密度的测量

导轨和内膛绝缘体的烧蚀是等离子体电枢导轨炮所面临的关键问题。烧蚀来源于等离子体和导轨介面的热传导,由热传导方程可求得

$$q = \Delta T_s \sqrt{\frac{\pi \rho c k}{t_k}} \quad (\text{A-52})$$

式中 q ——界面的热流密度;

ΔT_s ——表面温升;

ρ ——材料密度;

c ——材料比热;

k ——材料热导率;

t_k ——材料暴露在高温等离子体中时间。

显然,热流密度与膛壁温度有关。正如常规火炮中膛壁温度远低于火药气体温度一样,导轨炮膛壁温度远低于等离子体温度。尽管如此,在大多数情况下,用传感器可直接测量导轨炮膛壁温度。若膛壁产生严重烧蚀那就更便于测温了。因此,应采用一种嵌入式热流量计,其原理如图 A-25 所示。

图 A-25 中,有一圆柱体嵌入导轨炮膛壁(通常是在绝缘体上)。嵌入体正面吸收热流,其背面装有热电偶,用来测背面温升。假设在半无限大固体平面的条件下,则有以下简单关系式

$$q = \rho_b c_b l \Delta T_{bs} \quad (\text{A-53})$$

式中 ΔT_{bs} ——嵌入体背面温升;

ρ_b ——嵌入体密度;

c_b ——嵌入体比热;

l ——嵌入体厚度。

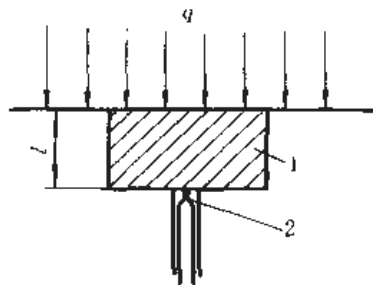


图 A-25 嵌入式热流量计原理

1—圆柱体;2—热电偶。

由热电偶测得 ΔT_{bs} ,进而可求出 q 。用这种热流量密度计测试,避开了不便于直接测量膛壁温度的困难,无疑是一种较好的测试方法。设计热流量密度计时应该注意以下几方面的问题。

首先是材料的选择。当嵌入体出现烧蚀时,简单关系式(A-53)不能成立,而且烧蚀也影响传感器寿命,所以应选择在整个测量过程中嵌入体不会出现烧蚀的材料。不同材料出现烧蚀的温度 ΔT_{an} 是不同的。由式(A-52)可知,在同样的暴露时间 t_k 下, $\rho c k \Delta T_{an}^2$ 越大,材料越不容易产生烧蚀。碳元素有强的化学键,由它构成的材料具有非常高的耐烧蚀温度。另外,碳元素有多种同素异构体,其中热导率最高的是高温分解石墨。表 A-2 列举了部分材料的热性能和烧蚀参数,由表可知,高温分解石墨是最理想的嵌入体材料。模拟计算表明,在通常电流和电压条件下,对厚 3.2mm 的嵌入体,当等离子体电枢通过后,导轨炮膛壁温度约为 2300K,比高温分解石墨的烧蚀温度 4573K 要低得多,这意味着嵌入体不会出现烧蚀^[11]。

表 A-2 部分材料的热性能和烧蚀参数

材 料	烧蚀温度 (K)	热导率 [(J/h · cm ² · K) × 4.186]	密 度 (g/cm ³)	比 热 [(J/g · K) × 4.186]	dckΔT ₂₀₀ (× 10 ⁸)
块 状 石 墨	4573	600	1.8	0.4	79.9
高温分解石墨	4573	7200	1.8	0.4	958.5
金 刚 石	1773	18000	3.5	0.4	567
钨	3673	1410	19.3	0.033	103.8
铜	1355	3040	9	0.092	29.5

其次,热流量密度计的结构应根据计算和试验确定^[11],如嵌入体以直径约为 3.2mm,厚度约为 3.2mm 为宜。高温分解石墨体的各向异性面应垂直于膛壁,此时热导率最佳。热电偶可采用 K 型的用陶瓷管与膛壁绝缘。

二、炮膛扩张的测量

由于载流导轨安培力的作用,致使导轨间产生巨大的排斥力,造成炮膛的扩张。电磁炮结构设计任务之一是采取合适的支撑结构,约束这一扩张,保持合适的炮膛口径。在发射过程中,炮膛口径的变形,不仅影响膛内如摩擦、发射姿态等,而且也影响电枢性能,尤其是在固体电枢情况下。所以在炮管制成后,应对其在实际载荷下的扩张进行精确的测量。

对于这种小位移的测量,采用迈克耳逊干涉仪是较好的办法,其原理如图 A-26 所示。图中,用炮口短路器形成回路,模拟实际工作的电流、电压进行测量。单色光源 L 所发出的光束被分束器 MS 分为两束:A 束光是信号光束,它为运动目标所反射;B 束光是参考光束。这两束光在光电检测器 PD 处汇合,因信号光束路径变化形成的相位差,产生一系列明暗的干涉条纹。波形数字化仪 WD 对 PD 输出的电压信号存储起来,以备进一步处理。在图 A-26(b)中,因导轨炮炮管扩张,产生位移 δ_x 、 δ_y ,从而引起 A、B 两束光的光程差变化,即

$$\delta_{AB} = \Delta N \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (A-54)$$

式中 δ_{AB} ——A、B 两束光的光程差变化;

ΔN ——干涉条纹变化数;

λ ——单色光源波长。

如果反射镜面 M_2 与导轨垂直,则 δ_{AB} 仅与 δ_x 有关。用这种方法,从测定的 δ_{AB} 中可求出 δ_x 和 δ_y 。

实际的单色光源并非理想的单色光,也即它的波长为 $\lambda \pm \Delta\lambda$ 。此时,不同时刻发出的波列,由于波长可能不同,即使重叠也可能不相互干涉。只有同一波列的光束,分束后重叠才能确保产生干涉。两个分光束产生干涉效应的最大光程差 δ_m ,称为该单色光源的相干长度。利用傅里叶积分可证明

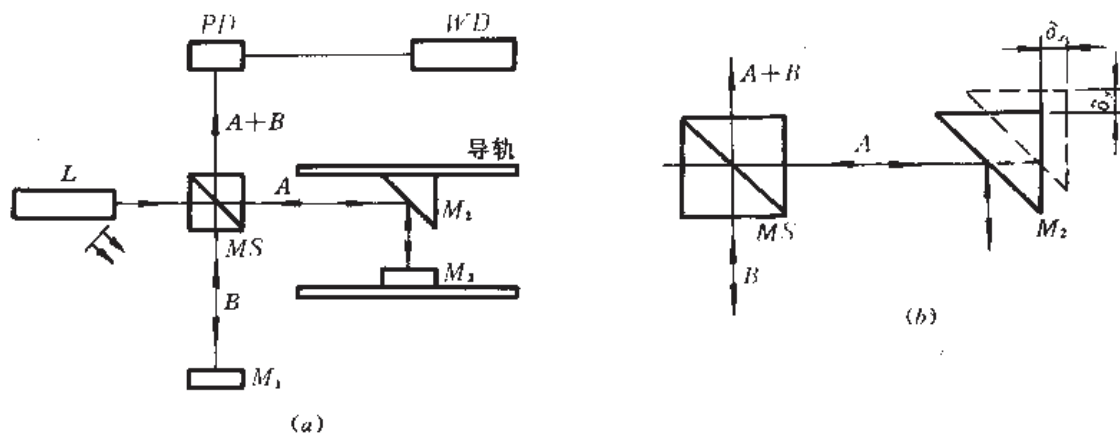


图 A-26 用迈克耳逊干涉仪测量炮管扩张

(a)干涉仪布置;(b)光程差变化。

 L —单色光源; MS —分束镜; M_1 、 M_2 、 M_3 —反射镜; PD —光电探测器; WD —波形数字化仪。

$$\delta_m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (A-55)$$

用迈克耳逊干涉仪测位移时,受相干长度的限制。

其次,测量中必须避免振动的影响。炮管扩张的位移量是很小的,约几十微米量级。导轨炮应安装在大质量的防振板上,仅允许有小幅度的低频振动传到导轨上,以保证测量的准确度。

三、用弹载设备测量弹丸的加速度

用 VISAR 所测得的弹丸在膛内速度曲线经微分处理后,可求得加速度。但从数据处理而言,微分后会产生较大的误差,不如直接测量弹丸加速度曲线更为精确。

如同常规火炮一样,这种直接测量有两种方法^[12]:其一是拉线法。它是将加速度传感器安装在弹丸上,其输出用长线引出,接至二次仪表和记录设备上。此法的优点在于弹体上无须电源,但因长线易断,容易失去信号;其二是存储软回收法。它是在弹体上安装一个完整的测试系统,包括加速度传感器、A/D 转换器、存储器及控制电路、接口电路和电源。发射时,它将加速度信号储存起来。然后,采用软回收装置将发射后的弹丸收回,通过接口输入计算机进行处理。此法较可靠,而且精确,但设备较复杂。

参考文献

- 1 清华大学电力系高电压技术专业编著. 冲击大电流技术. 北京: 科学出版社, 1978. 139~141
- 2 Nalty K E, Zowarka R C, Holland L D. Instrumentation for EM Launcher Systems. IEEE Transactions on Magnetics, 1984, 20(2): 328~331
- 3 Parker J V. Magnetic - Probe Diagnostics for Railgun Plasma Armatuers. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3): 487~500
- 4 Bouvier B U. A Deconvolution Technique for B-Dot Signals From a Plasma - Driven Electromagnetic Launcher. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3): 516~519
- 5 Maas B L, Barber J P and Bauer D P. In-Bore Armature Contact Voltage Measurements. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 353~356
- 6 肖峰. 用微光速度干涉仪和微波位移干涉仪测量弹丸膛内运动. 中国兵工学会第四届测试技术学术年会论文

集, 1988, 4: 345~356

- 7 (美)埃克特 ERG, 戈尔茨坦 R J. 传热学测试方法. 蒋章焰, 何文欣, 陈文芳译. 北京: 国防工业出版社, 1987. 169~229
- 8 北京市标准计量局编. 温度计量. 北京: 中国计量出版社, 1987. 183~218
- 9 Rogers J W, Thomas K A, Clothiaux E J. An Experiment to Measure the Mass Density of a Plasma Armature. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 165~168
- 10 Sedghinasab A, Keefer D R, Crowder H L. In-Bore Spectral Measurements in a Plasma-Armature Railgun. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3): 360~364
- 11 Derbidge T C, Micali J V. A Gage for Measuring Heat Transfer to the Bore of Electromagnetic Railguns. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 202~206
- 12 Littrell D M, Jamison K A and Hudson R D, et al. Measurement of Acceleration Using an Instrumented Railgun Projectile. Proceeding of the 3rd European Symposium on Electromagnetic Launch Technology, London, England, April 1991.

汉英术语对照索引

A 安培力	Ampere force
B B点(或B)探头	B-dot probe, B probe, magnetic probe
板状弹丸重接炮	reconnection gun of the Plate projectile
保护板增强	guard plates augmentation
爆炸导体电热炮	exploded conductor ET gun
补偿脉冲交流发电机	compulsator(CPA)
被动补偿机	passive compulsator
C 长径比	length to diameter ratio
超导悬浮电枢	superconductive levitated armature
超级电容器	ultracapacitor
重接炮	reconnection gun
磁流体电容器	hydromagnetic(MHD) capacitor
磁通聚集器	magnetic flux concentrator
磁通压缩发生器	magnetic flux compression generator(MFCG)
磁压缩等离子体炮	magnetic compression Plasma gun
磁阻线圈炮	reluctance coil gun
猝炮(失超)炮	quench gun, quenchgun
串联增强	augmentation in series
D 单极发电机	homopolar generator(HPG)
单导轨面分段导轨炮	the single rail segment(SRS)railgun
弹丸线圈	projectile coil
导轨炮	rail gun, railgun
导轨炮控制方程	railgun governing equation
导轨-线圈炮	rail-coil gun
等离子体	plasma
等离子体电枢	plasma armature
等离子体箍缩电热炮	plasma pinch electrothermal gun
电磁发射器	electromagnetic launcher(EML)
电磁火箭炮	electromagnetic rocket gun
电磁加速器	electromagnetic accelerator
电磁力	electromagnetic force
电磁炮	electromagnetic gun, EM gun
电磁推进	electromagnetic propulsion

电感储能	inductive energy-storage
电炮	electric gun
电热-导轨炮	electrothermal-rail gun
电热-化学炮	electrothermal-chemical gun
电热炮	electrothermal (ET) gun
电枢	armature
电刷换向	brush commutation
电子束电热炮	electron beam ET gun
动量变换器	momentum transformer
断路开关	opening switch
<i>E</i> 二次电弧	secondary arc
<i>F</i> 方口径	square-bore
飞轮惯性储能	inertia energy storage with flywheel
分段导轨炮	segmented railgun (SRG)
分立电极导轨炮	discrete electrodes railgun
分散电流	distributed current
分散(布)储能	distributed energy storage
分散馈电	distributed feed power
<i>G</i> 感应换向	inductive commutation
感应线圈炮	inductive coil gun
高功率脉冲电源	pulsed power supply for high power
工作流体	working fluid
固体电枢	solid armature
固体发射药火炮	solid propellant gun
过渡电枢	transient armature
<i>H</i> 后膛	breech
化学炮	chemical gun
混合电枢	hybrid armature
混合(电)炮	hybrid (electric) gun
火药力	impetus
<i>J</i> 间接式电热炮	indirect electrothermal gun
<i>K</i> 空心补偿机	air core compensator
<i>L</i> 洛伦兹力	Lorentz force
<i>M</i> 脉冲磁流体发电机	pulsed hydromagnetic (MHD) generator
<i>P</i> 炮管	barrel, gun barrel
炮口电弧	muzzle arc
炮口分流增强	muzzle shunt augmentation
炮膛	gun bore
<i>Q</i> 轻气炮	light-gas gun

	驱动线圈	drive coil
R	热化学特性	thermochemical property
	热能炮	heat energy gun
S	四导轨导轨炮	four-rail railgun
	速度趋肤效应	velocity skin effect
	身管	gun tube
T	铁心补偿机	iron core compensator
	同步感应线圈炮	synchronous induction coilgun
	同轴导轨炮	coaxial rail railgun
W	外场增强	external magnetic field augmentation
X	线圈炮	coil gun
	蓄电池-电容器电源	battery-capacitor power supply
	选择被动补偿机	selective passive compensator
	旋转磁通压缩发生器	rotary MFCG
	旋转床(核)反应堆	rotating bed reactor(RBR)
	旋转圆盘(发)电机	rotating disk electrical machine
Y	液体发射药火炮	liquid propellant gun (LPG)
	异步感应线圈炮	asynchronous induction coilgun
Z	Z-箍缩	Z-pinch
	再点火(重燃)	restrike arc, secondary arc
	增频发电机	rise frequency generator(RFG)
	增强导轨炮	augmented railgun
	诊断技术	diagnostic technique
	直热式电热炮	direct electrothermal gun
	主动补偿机	active compensator
	柱状弹丸重接炮	reconnection gun of the cylindrical projectile
	自激空心单极机	SWAC homopolar generator
	纵横比	aspect ratio