

核磁共振成像原理

熊国欣 李立本 编

本书由河南科技大学学术著作出版基金资助出版

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书系统全面地介绍了 MRI 的基本原理、方法和技术。主要内容包括核磁共振现象,产生核磁共振的条件及磁共振信号,以及弛豫过程和弛豫时间的基本概念;详细介绍了 T_1 、 T_2 与组织对比,阐述了各种成像脉冲序列的组成、原理以及图像重建的基本方法,包括物理机制、空间编码、信号采集与图像处理和 K 空间等。

本书为 MRI 基础性读物,可供从事临床影像的工作者以及与核磁共振成像相关的医师使用,也可供相关专业的人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

核磁共振成像原理/熊国欣,李立本编. —北京:科学出版社,2007
ISBN 978-7-03-019656-9

I. 核… II. ①熊…②李… III. 核磁共振-磁共振成像 IV. R445.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 126790 号

责任编辑:鄢德平 张 静 杨 然/责任校对:曾 茹
责任印制:赵德静/封面设计:王 浩

科 学 出 版 社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2007 年 8 月第 一 版 开本:B5(720×1000)

2007 年 8 月第一次印刷 印张:15 3/4

印数:1—2 000 字数:296 000

定价:38.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换(科印))

前 言

磁共振成像(magnetic resonance imaging, MRI)是 20 世纪 80 年代发展起来的一种全新的影像检查技术。核磁共振(nuclear magnetic resonance, NMR)是一种物理现象,1946 年被美国的 Bloch 和 Purcell 等分别发现,作为一种分析手段广泛应用于物理、化学等领域,用于研究物质的分子结构。在核磁共振成像领域,纽约州立大学 Lauterbur 于 1973 年在 *Nature* 杂志首先发表一种叫“Zeugmatography”MRI 方法的论文,紧接着 Mansfield 又发表了“选择激发序列”的成像方法,从此 MRI 得到空前的发展,如今 MRI 已成为临床诊断的重要手段,它使人们长期以来设想用无损伤的方法既能取得活体器官和组织的详细诊断图像,又能监测活体器官和组织中的化学成分和反应的理想终于得以实现。

MRI 与其他成像方法不同之处在于利用了许多不同的成像原理解决医学难题。因此,要有效使用 MRI 技术,真正理解 MRI 原理是非常必要的。

本书是作者在河南科技大学讲授本科生公选课《核磁共振成像技术》讲稿基础上并借鉴国内外有关资料而编写的。鉴于目前我国高等医学教育的现状,急需一本在没有高深数学和物理知识基础上浅入深出的理解 MRI 成像原理的书籍,本书就能达到这一目的。为了理解复杂物理概念和原理,在不违背基本概念的条件下,采用了有趣的方式阐述这些复杂内容。即使没有高深的物理和数学背景,也不能阻止人们在理解 MRI 成像原理基础上有效使用 MRI 技术来解决医学难题,本书的目的也正在于此。

本书共分 11 章,全面系统详细介绍了 MRI 成像原理。第 1、2 章由浅入深地介绍了 NMR 的概念和宏观表现,以及 T_1 、 T_2 弛豫的概念;第 3 章和第 4 章分别介绍了 T_1 和 T_2 对比以及影响它们的因素;第 5、6 两章介绍了 MR 信号构成图像的原理;第 7、8 章讨论脉冲序列组成要素并对临床常用脉冲序列进行介绍;第 9 章介绍 K 空间;第 10 章介绍 MRI 中的伪影问题,在第 11 章简要介绍了 MRI 设备和图像质量参数检测的方法。为了便于领会内容,书中提供一些直观的插图,使本书通俗易懂。为了方便读者学习,每章后面附有归纳总结的要点。

李立本编写本书的第 1 章,其余各章(即 2~11 章)由熊国欣编写。

本书得到河南科技大学学术著作出版基金的资助,感谢支持此书出版的各位评委和河南科技大学学科建设处。感谢河南科技大学理学院对本书出版的关心、鼓励、支持和帮助。

本书涉及 MRI 内容很多,由于篇幅的限制,仅介绍了 MRI 的基本原理。即便如此,书中已涉及的内容也有一定的局限性。另外,由于作者水平有限,时间仓促,书中难免会有许多不足之处,恳请广大读者和老师给予批评、指正。

熊国欣

目 录

前言

第 1 章 核磁共振的基本概念	1
1.1 原子核的自旋和自旋磁矩	2
1.1.1 原子核的组成与电荷	2
1.1.2 原子核的自旋	4
1.1.3 原子核的磁矩	7
1.2 外磁场中的原子核	9
1.2.1 拉莫尔进动	9
1.2.2 原子核受磁场作用的附加能量	10
1.3 核磁共振现象	12
1.3.1 均匀外磁场	12
1.3.2 射频脉冲	13
1.3.3 核磁共振	14
本章要点	15
参考文献	16
第 2 章 核磁共振的宏观描述	17
2.1 纵向磁化强度矢量	17
2.1.1 原子核的磁化强度矢量 M	17
2.1.2 纵向磁化与纵向磁化强度矢量 M	18
2.2 核磁共振吸收	20
2.2.1 纵向磁化强度矢量 M 的章动	20
2.2.2 旋转坐标系	21
2.2.3 射频脉冲与翻转角	22
2.3 弛豫过程与弛豫时间	25
2.3.1 弛豫过程	26
2.3.2 纵向弛豫过程与纵向弛豫时间 T_1	26
2.3.3 横向弛豫过程与横向弛豫时间 T_2 、 T_2^*	28
2.4 自由感应衰减信号(FID)	31
2.4.1 发射与接受线圈	31
2.4.2 自由感应衰减信号(FID)	32

2.5 磁共振谱与化学位移	34
2.5.1 谱线宽度	34
2.5.2 化学位移 δ	35
本章要点	38
参考文献	39
第3章 纵向磁化和 T_1 对比	40
3.1 脉冲序列重复时间(TR)	40
3.1.1 重复时间(TR)	40
3.1.2 接收到的 FID 信号	42
3.2 组织的 T_1 对比(T_1 加权)	44
3.2.1 TR 与组织对比	44
3.2.2 翻转角对组织信号强度影响	46
3.3 组织的 T_1 对比的临床应用	47
3.3.1 人体组织的 T_1 特征	47
3.3.2 人体组织的 T_1 对比	49
本章要点	50
参考文献	50
第4章 横向磁化和 T_2 对比	51
4.1 回波时间(TE)	51
4.2 组织 T_2^* 对比	52
4.3 组织的 T_2 对比的临床应用	54
4.3.1 人体组织的 T_2 特征	54
4.3.2 人体组织的 T_2 对比	56
4.4 重聚焦射频脉冲和自旋回波	59
4.4.1 化学位移非均匀性对 MR 信号的影响	59
4.4.2 重聚焦射频脉冲	61
本章要点	63
参考文献	64
第5章 图像重建:层面选取	65
5.1 磁共振成像(MRI)的基本原理	66
5.1.1 人体磁共振成像的生理基础	66
5.1.2 图像重建基本原理简介	69
5.1.3 傅里叶成像简介	71
5.1.4 傅里叶变换	73
5.1.5 医学图像的基础知识	74

5.2 层面的选择	76
5.2.1 线性梯度场	76
5.2.2 层面的选择	79
5.2.3 层厚(THK)	80
5.3 层间交叉	83
5.4 层面选择梯度失相位和复相位	85
5.5 中心频率	87
本章要点	88
参考文献	89
第 6 章 图像重建:频率编码和相位编码	90
6.1 频率编码	90
6.1.1 频率编码	90
6.1.2 化学位移对频率编码的影响	94
6.1.3 频率编码梯度去相位和复相位	95
6.1.4 梯度回波和自旋回波	97
6.2 相位编码	98
6.2.1 相位编码	98
6.2.2 相位编码梯度脉冲	103
6.3 脉冲序列(PSD)基础	107
6.4 数据空间基础	110
6.5 采样	115
6.5.1 信号的采样	115
6.5.2 采集时间	117
6.5.3 多层面采集技术	119
6.5.4 二维图像的信噪比	122
本章要点	123
参考文献	124
第 7 章 脉冲序列	125
7.1 反转恢复(IR)脉冲序列	125
7.1.1 饱和与部分饱和和选择饱和	125
7.1.2 π 脉冲	127
7.1.3 MR 信号的强度	128
7.1.4 反转恢复脉冲序列(IR)	129
7.1.5 多层面 IR 序列	132
7.1.6 对比度的概念	133

7.2	基本梯度回波(GRE)脉冲序列	134
7.2.1	基本梯度回波(GRE)脉冲序列	134
7.2.2	基本梯度回波技术中组织对比	137
7.3	残余横向磁化强度再聚焦 GRE 脉冲序列(GRASS)	139
7.3.1	残存横向磁化的再聚焦	139
7.3.2	信号强度	141
7.3.3	三维 GRASS 成像简介	142
7.4	破坏残余横向磁化强度的 GRE 脉冲序列	144
7.5	稳态自由进动(SSFP)	146
7.6	自旋回波(SE)脉冲序列	148
7.6.1	自旋回波(SE)脉冲序列图	148
7.6.2	组织的对比	151
7.6.3	成像时间	152
7.7	自旋回波脉冲序列的其他形式	153
7.7.1	标准双回波和多回波脉冲序列	153
7.7.2	快速自旋回波(FSE)脉冲序列	154
7.7.3	多层面 SE(MSE)脉冲序列	158
7.7.4	三维 SE 脉冲序列	160
7.7.5	快速反转恢复脉冲序列(fast IR)	162
7.8	平面回波成像(EPI)脉冲序列	162
7.8.1	原始 EPI 脉冲序列图	163
7.8.2	BEST 序列	165
7.8.3	SE-EPI 和 GRE-EPI 混合序列	166
7.8.4	EPI 的临床应用	167
7.9	预备脉冲	170
	本章要点	175
	参考文献	176
第 8 章	T_1、T_2 和质子密度加权脉冲序列	177
8.1	T_1 加权脉冲序列	177
8.1.1	部分饱和脉冲序列	177
8.1.2	标准自旋回波脉冲序列	178
8.1.3	自旋回波反转恢复脉冲序列	179
8.1.4	破坏梯度回波技术	179
8.1.5	T_1 加权的 MP-RAGE 序列	180
8.1.6	水、脂肪的同相位图像与反相位图像	181

8.2	T_2 加权脉冲序列	183
8.2.1	自旋回波脉冲序列	183
8.2.2	梯度回波和稳态自由进动	184
8.2.3	快速自旋回波脉冲序列(FSE)	184
8.2.4	快速自旋回波反转恢复脉冲序列	186
8.2.5	磁化强度预备梯度回波脉冲序列	187
8.2.6	平面回波脉冲序列	189
8.3	质子密度加权脉冲序列	190
8.3.1	饱和脉冲序列	190
8.3.2	自旋回波脉冲序列	191
8.3.3	梯度回波脉冲序列	191
	本章要点	193
	参考文献	194
第 9 章	K 空间	195
9.1	K 空间基础	195
9.1.1	数据空间	195
9.1.2	视野	198
9.1.3	K 空间	200
9.2	K 空间的基本性质	203
9.3	傅里叶成像过程	208
9.4	信噪比、空间分辨率及采集时间	208
9.4.1	信噪比	208
9.4.2	空间分辨率	209
9.4.3	采集时间	210
9.4.4	TR、TE 和 TI 的影响	211
	本章要点	212
	参考文献	212
第 10 章	MRI 中的伪影	213
10.1	运动伪影	213
10.1.1	运动伪影的表现	213
10.1.2	周期性运动伪影	214
10.1.3	随机性运动伪影	219
10.2	图像处理伪影	219
10.2.1	卷折(混叠)伪影	219
10.2.2	化学位移伪影	221

10.2.3 截断伪影(Gibbs 现象)	222
10.3 与射频相关伪影	223
10.3.1 层间交叉	223
10.3.2 射频拉链伪影	224
10.3.3 射频馈通拉链伪影	225
10.3.4 射频噪声	226
10.3.5 射频脉冲翻转角不均匀伪影	226
10.4 金属异物伪影和磁化率伪影	226
10.4.1 金属异物伪影	226
10.4.2 磁化率伪影	226
10.5 梯度相关、外磁场伪影	227
10.5.1 梯度相关伪影	227
10.5.2 外磁场伪影	228
10.5.3 魔角效应	228
10.6 数据限幅、数据丢失等引起的伪影	229
10.6.1 数据点错误引起的条纹伪影	229
10.6.2 数据限幅截顶引起对比度畸变伪影	229
10.6.3 数据丢失引起的伪影	229
本章要点	230
参考文献	230
第 11 章 MRI 扫描仪	231
11.1 MRI 扫描仪结构简介	231
11.1.1 磁体系统	231
11.1.2 谱仪系统	233
11.1.3 计算机图像重建系统	234
11.2 超导主磁体与梯度磁场系统	234
11.2.1 超导主磁体	234
11.2.2 超导梯度磁场系统	235
11.3 射频磁场系统	238
11.4 MRI 图像质量参数的检测原理	239
参考文献	242

第 1 章 核磁共振的基本概念

1946 年美国斯坦福大学的 Bloch 等用感应法和哈佛大学的 Purcell 等用吸收法几乎同时分别独立测得水和石蜡的核磁共振吸收。现在人们已经熟悉,核磁共振(nuclear magnetic resonance, NMR)也称为磁共振,是物质原子核磁矩在外磁场的作用下能级发生分裂,并在外加射频磁场的能量条件下产生的能级跃迁的核物理现象。这一发现最初应用于波谱学,使人们在探索物质微观结构的许多重要规律(如核的性质、旋磁比、核自旋弛豫时间及固体中核之间的距离等)时增添了一项重要的研究技术,从而诞生了核磁共振这一新兴学科。由于 Purcell 和 Bloch 在探索物质微观结构领域里做出了重大贡献,1952 年荣获诺贝尔物理学奖。1958 年,穆斯堡尔发现了 Ir 原子核在低温下的 γ 射线的共振吸收,它是原子核基态与激发态之间发生的核共振现象,穆斯堡尔在 1961 年获诺贝尔物理学奖。从 1950 年开始,人们进一步发现在恒定的外磁场中,同一种原子核由于所处化学环境不同,它们的共振频率略有差异,这就吸引了许多化学家特别是有机化学人员用 NMR 技术来研究化学物质的分子结构,提出了化学位移的理论,使 NMR 技术成为化学家手中最有用的研究手段。1966 年瑞士 Ernst 等发展了脉冲傅里叶变换 NMR 测谱方法,这一革命性的飞跃极大地提高了 NMR 测量的灵敏度和分辨率,使高分辨率的 NMR 谱仪的应用得到前所未有的发展,Ernst 也因此获得 1991 年诺贝尔化学奖。在核磁共振成像领域里,美国纽约州立大学 Lauterbur 于 1973 年在 *Nature* 杂志上首先发表一种叫“Zeugmatography”核磁共振成像方法的论文,紧接着 Mansfield 又发表了“选择激发序列”的成像方法,从此核磁共振成像得到了空前的发展,如今已成为临床诊断的重要手段,使人们长期以来设想用无损伤的方法既能取得活体器官的详细诊断图像,又能监测活体器官和组织中的化学成分和化学反应的梦想得以实现。Lauterbur 和 Mansfield 也在 2003 年荣获诺贝尔生理医学奖。如今液体核磁共振、固体核磁共振和核磁共振成像各自比较独立地发展着,形成了三足鼎立的局面。它们在理论上相互补充,在实验技术上彼此借鉴,共同繁荣了核磁共振学科。半个世纪以来,核磁共振从物理研究到化学应用、生物应用,再到临床应用所走过的路程是当今基础科学的发展推动社会进步最有说服力的例子之一。

核磁共振具有以下特点:①具有普遍性,在化学元素周期表中的 92 种天然元素中,已测出具有核磁矩的元素有 88 种;②不同的核有不同的磁矩,使 NMR 具有很高的选择性;③NMR 谱线宽度很窄,因而 NMR 具有很高的分辨率;④可进行

生物过程和化学变化等动态观测。NMR 由于具有以上特性,已成为当代一项广泛使用的高新技术,广泛用于许多领域。

核磁共振成像的全称是:核磁共振电子计算机断层扫描术,由于“核”字容易有使用核素材料的错误联想,因而核磁共振成像就被惯用语磁共振成像(magnetic resonance imaging, MRI)所取代。磁共振成像是根据生物磁性核(如氢核)在磁场中表现的共振特性进行成像的新技术。随着磁体技术、超导技术、低温技术、电子技术和计算机技术等相关技术的不断进步, MRI 技术得到了飞速发展,已成为现代医学影像领域中的重要一员。由于参与磁共振成像的因素比较多,其理论和技术均比较复杂。为了说明磁共振成像基本原理与技术,从其成像的操作步骤入手,认识在检查过程中所发生的物理现象可能较容易理解。操作步骤如下:将患者摆入强的外磁场中;发射无线电波,瞬间即关掉无线电波;接收由患者体内发出的核磁共振信号;用磁共振信号经计算机重建图像。在这一章中,我们将介绍核磁共振的基本概念^[1],这对于理解核磁共振成像原理是非常重要的。本章主要内容包括:原子核的自旋和自旋磁矩,拉莫尔(Larmor)进动(或称为进动),自旋磁矩在外磁场中的能量状态,核磁共振及其产生的条件等。在介绍过程中,有时使用经典物理学,有时则使用量子力学,尽管这样有时可能导致混乱,但这是不可避免的。

1.1 原子核的自旋和自旋磁矩

1.1.1 原子核的组成与电荷

1932 年中子被发现后,人们通过实验和理论分析,证明了一切原子核都是由质子和中子组成的。质子和中子统称核子。氢原子核中只有一个质子,不含中子,因此氢原子核通常称为质子。质子常用 p 表示,它的带电量为 $+e$,其质量 $m_p = 1.6726 \times 10^{-27} \text{ kg}$,是电子质量的 1836 倍。中子以 n 表示,是不带电的中性粒子,其质量 $m_n = 1.6749 \times 10^{-27} \text{ kg}$,是电子质量的 1836.3 倍,比质子质量稍大。因此,原子核具有质量且带正电,其电量 q 等于电子电量绝对值 e 的整数倍,即 $q = Ze$, Z 为整数,称为原子核的电荷数,等于原子序数,也就是原子核中的质子数。带电和具有质量是原子核的重要特征。

原子核可用符号 ${}^A_Z X$ 表示,其中 Z 为原子序数,即质子数; A 为原子核的质量数,是原子核内质子数和中子数之和,显然核内的中子数为 $(A - Z)$; X 为元素的化学符号,如氢原子核表示为 ${}^1_1 \text{H}$ 。由于 X 已经反映了质子数 Z ,因此原子核的符号只要简写成 ${}^A X$ 就足以代表一个特定的原子核,如氢原子核也可表示为 ${}^1 \text{H}$ 。

实验发现,可以将不同的原子核都近似地看成球体,也就是说认为原子核内电荷和物质的分布近似为球对称,这样就可以用原子核的半径来表示原子核的大小。如果用 R 表示原子核球体的半径,则实验表明原子核的质量数 A 与 R 的三次方成

正比,即

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (1-1)$$

式中, R_0 是个常数,精密测定为 $1.2 \times 10^{-15} \text{ m}$ 。由于原子核的体积与 R 的三次方成正比,所以核的体积 V 与质量数 A 成正比,即

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A \quad (1-2)$$

氢是人体内含量最为丰富、结构最简单的元素。每个水分子含有两个氢原子,大生物分子如脂质和蛋白质含有众多的氢原子。一个氢原子由氢原子核(即一个质子)和一个电子组成。电子虽然对理解 X 射线或 X-CT 成像是重要的,在电子自旋共振(electron spin resonance)成像中也至关重要,但当我们考虑核磁共振时可完全忽略电子的影响。由于在人体和各种有机化合物中氢核占的比例很大,其核磁共振信号强,灵敏度很高,因此,在核磁共振成像的开始阶段,主要研究氢核,也就是质子,目前临床上磁共振成像就是利用质子成像,与其他原子核无关。表 1-1 列出了人体组织中氢核与其他元素的核磁共振信号相对灵敏度,并以氢的相对值为 1。从表 1-1 中可知,其他元素的核磁共振信号都比较弱,与氢核的核磁共振信号相差 1000 倍以上。

表 1-1 人体组织中氢核与其他元素的 MR 信号相对灵敏度(规定氢的相对值为 1)

元素	相对灵敏度	元素	相对灵敏度
^1H	1.000	Na	1×10^{-3}
C	2.5×10^{-4}	P	1.4×10^{-3}
^{14}N	3.1×10^{-4}	K	1.1×10^{-4}
O	4.9×10^{-4}	Ca	9.1×10^{-6}
F	6.3×10^{-5}	Fe	5.2×10^{-9}

同时,人体不同的组织和器官的含水比例是不同的,含水比例的不同就意味着人体不同组织和器官含氢原子核的密度不同,在后面的章节中我们可了解到,核磁共振信号的强度与氢原子核密度有关。所以运用不同组织和器官的核磁共振信号强度的差异的特征可以区分各种组织和器官,这就是质子密度加权图像。表 1-2 给出了几种人体组织和器官的含水比例^[2]。

本书以质子为例(即氢核,本书有时称为氢质子)来介绍核磁共振的概念及其成像的原理。

表 1-2 几种人体组织和器官的含水比例

组织名称	含水比例/%	组织名称	含水比例/%
皮肤	69	肾	81
肌肉	79.2	心	80
脑灰质	83	肝	71
脑白质	72	骨	13
脂肪	80		

1.1.2 原子核的自旋

1. 角动量的概念

首先从经典物理学引出角动量的概念。角动量是描述物体转动状态的物理量,质量为 m 的质点绕距离为 r 的固定轴以速度 v ,角速度 ω 做圆周运动时,其角动量 P 为

$$P = r \times mv \tag{1-3}$$

角动量 P 是矢量,其大小为 $P = r m v = r^2 m \omega$,方向遵守右手法则:右手拇指伸直,当四指由 r 经小于 180° 的角转向 v 时,拇指的指向就是角动量的方向,见图 1-1。

2. 电子的轨道角动量和自旋角动量

电子绕原子核做轨道运动具有一定的角动量,在经典物理学中称为轨道角动量,用 P_l 表示。按量子力学的观点,电子绕原子核运动的角动量 P_l 只能取一系列分立值,其大小为

$$P_l = \frac{h}{2\pi} \sqrt{l(l+1)} \quad (l = 0, 1, 2, \dots, n-1) \tag{1-4}$$

式中, h 为普朗克常量,其数值为 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, l 称为角量子数,它决定了角动量的大小,其中的 n 为主量子数,对于氢原子来说 n 是其能量的唯一决定者。角量子数 l 不同,角动量不同,电子处于不同的运动状态,通常称 $l=0, 1, 2, \dots, n-1$ 的运动状态为 s, p, d, f, ... 状态。电子轨道角动量的方向与电子沿轨道旋转方向成右手螺旋

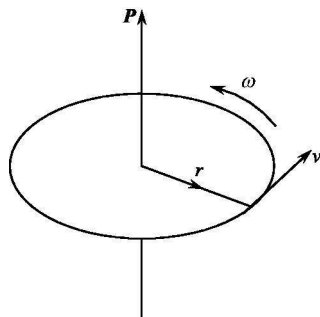


图 1-1 质点对固定轴的角动量

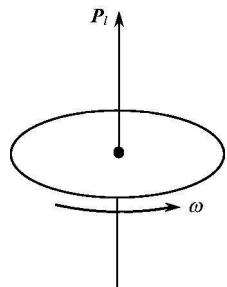


图 1-2 电子轨道角动量

关系,即伸开右手,四指指向电子绕核旋转方向,拇指所指方向为电子轨道角动量 \mathbf{P}_l ,方向见图 1-2。

1925年 G. Uhlenbeck 和 S. A. Goudsmit 为了说明碱金属原子能级的双层结构提出:电子除了绕原子核做轨道运动外,还有绕自身轴的旋转运动(自旋是一种复杂运动,为了便于理解,这里我们认为是绕自身轴的转动)。由于电子自旋,因而也具有角动量,称为自旋角动量,用 \mathbf{P}_s 表示,其大小为

$$P_s = \frac{h}{2\pi} \sqrt{s(s+1)} \quad (1-5)$$

式中, s 称为电子的自旋量子数,且 $s=1/2$ 。这个自旋角动量是不变的,是电子的属性之一。电子自旋角动量 \mathbf{P}_s 的方向见图 1-3,与电子绕自身轴旋转方向成右手螺旋关系,即四指指向电子绕自身轴旋转的方向,拇指所指方向为电子自旋角动量方向。这样,原子中的电子具有两种角动量:轨道角动量和自旋角动量,它们的矢量之和就是电子的总角动量。



图 1-3 电子自旋角动量

理论和实验表明一切粒子都具有自旋,自旋是所有微观粒子的基本属性,因而都具有自旋角动量,但不同的粒子自旋量子数不同。在原子核中,质子和中子都有自旋运动和轨道运动,因而具有自旋角动量和轨道角动量,并且质子和中子如同电子一样都是自旋量子数为 $1/2$ 的粒子。

3. 原子核的自旋

理论和实验都已证明,原子核具有角动量,原子核之所以具有角动量,一是因为组成原子核的质子和中子都具有自旋运动;二是因为核子在原子核内又有复杂的相对运动,产生相应的轨道角动量。因此,一个原子核的角动量是构成这个原子核的质子和中子的轨道角动量和自旋角动量的矢量和,原子核的角动量又称为原子核的自旋。原子核具有角动量是原子核最重要的特性之一,它是原子核内部的复杂运动所具有的,与核的外部条件无关。由于组成原子核的核子角动量通常成对地抵消,原子核的角动量通常体现为不成对的核子角动量的叠加。原子核角动量矢量 \mathbf{P}_I 是量子化的,其大小为

$$P_I = \frac{h}{2\pi} \sqrt{I(I+1)} \quad (1-6)$$

式中, I 为整数或半整数,称为核自旋量子数,它的值由构成原子核的质子和中子数目决定。质子数和中子数都是偶数的核如 $^{12}_6\text{C}$ 、 $^{16}_8\text{O}$ 等, $I=0$,即原子核的自旋为零。而质子数和中子数有一个是奇数的核如 $^{19}_9\text{F}$ 、 $^{13}_6\text{C}$ 和 $^{31}_{15}\text{P}$ 等, I 值为半整数(如 $1/2$ 、 $3/2$ 等)。质子数和中子数都是奇数的核如 $^{14}_7\text{N}$ 等, I 值为整数(如 1 等)。实

验还发现原子核被激发,处于激发态的原子核角动量不一定等于基态的角动量。

对于质子来说,其核自旋量子数 $I=1/2$,其角动量 \mathbf{P}_I 的大小为 $(\sqrt{3}/2)h/2\pi$,角动量的方向与质子自旋方向成右手螺旋关系,见图 1-4。

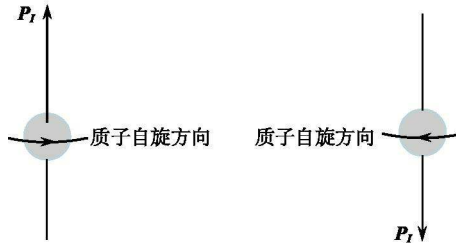


图 1-4 质子的自旋角动量

如果没有外磁场时,原子核的自旋可以取任意方向。如果原子核处于外磁场 \mathbf{B} (设沿 z 方向) 中,则 \mathbf{P}_I 在外磁场方向的投影为

$$P_{Iz} = m_I \frac{h}{2\pi} \quad (1-7)$$

m_I 称为核的磁量子数,对于某一确定的 I 值,它可取 $2I+1$ 个值,为

$$m_I = I, I-1, I-2, \dots, -I+1, -I \quad (1-8)$$

m_I 可取 $2I+1$ 个值,表明磁场中核角动量在空间的取向只有 $2I+1$ 种可能取向,称为角动量空间取向量子化。

对于氢原子核,即质子,它的自旋量子数 $I=1/2$,故 $m_I=1/2, -1/2$ 。这说明在外磁场中质子的角动量仅有两个可能取向,当 $m_I=1/2$ 时,角动量与外磁场方向之间夹角 θ 为锐角,其在外磁场方向的投影为 $P_{Iz} = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$,这种情况称为角动量平行于外磁场;当 $m_I=-1/2$ 时,角动量与外磁场方向之间夹角 θ 为钝角,其在外磁场方向的投影为 $P_{Iz} = -\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$,这种情况称为角动量反平行于外磁场,见图 1-5。

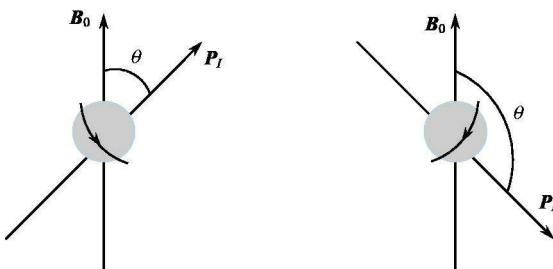


图 1-5 外磁场中质子自旋的两种取向

1.1.3 原子核的磁矩

一个电流强度为 i 的环形电流,在其周围激发磁场。其电流 i 与环形电流所围面积的乘积称为环形电流的磁矩,磁矩是一个矢量,用 μ 表示,其大小为 $\mu = is$,方向与电流流向成右手螺旋关系,即伸开右手,四指指向电流流动方向,拇指所指方向为环形电流磁矩方向,也就是环形电流所激发磁场 B 的方向,见图 1-6。

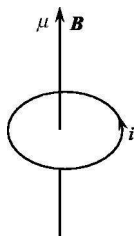


图 1-6 环形电流的磁矩

原子核是带电系统,它的质子带有正电荷,质子的运动会激发磁场,即质子的自旋运动等效于一个环电流因而具有磁矩,所以原子核具有磁矩,称为原子核的自旋磁矩,简称核磁矩,用 μ 表示,在国际单位制中的单位为 $A \cdot m^2$ 。需要说明的是中子对原子核的自旋磁矩 μ 也有贡献,质子和中子的轨道运动对 μ 也有影响。核磁矩来自两个方面:与核内各核子的自旋运动相联系的本征磁矩(即固有磁矩)和核内各核子的轨道运动相联系的轨道磁矩。但是,核磁矩并不等于各核子磁矩的简单相加,而是各核子磁矩的矢量和。

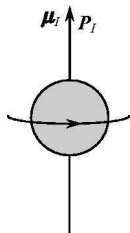


图 1-7 质子的自旋与自旋磁矩共线且同向

对质子来说其自旋磁矩方向与核角动量方向相同且共线,磁矩为正,见图 1-7。而中子磁矩与自旋角动量共线但方向相反,磁矩为负。质子和中子的磁矩虽然符号相反,但绝对值不相等,不可能相互抵消。由于核子的磁矩通常也成对的抵消,即两个质子(或中子)配成对,配对的质子(或中子)其磁矩大小相等但方向相反,所以配成对的质子(或中子)总磁矩为零,对外不显磁性。因此,任何质子、中子或两者均为奇数的原子核内均存在磁矩,为未配对质子和中子磁矩的矢量和。如果是质子为偶数、中子为奇数的原子核,其磁矩就是未配对的一个中子磁矩,是负磁矩;如果是中子为偶数,质子为奇数的原子核,

其磁矩就是未配对的一个质子的磁矩,是正磁矩;如果是质子和中子均为奇数的原子核,其磁矩是一个质子和一个中子磁矩的矢量和。根据量子力学的理论,原子核的磁矩大小 μ 与原子核的角动量大小 P 之间的关系为

$$\mu = g_l \frac{e}{2m} P = g_l \frac{eh}{4\pi m} \sqrt{I(I+1)} = g_l \sqrt{I(I+1)} \mu_N \quad (1-9)$$

式中 e 和 m 分别为质子的电荷和质量; g_l 称为核的朗德因子,是一个量纲为一的量,由实验测定; $\mu_N = \frac{eh}{4\pi m} = 5.05 \times 10^{-27} A \cdot m^2$,称为核磁子,常用作核磁矩的单位。无外磁场时,核磁矩的空间取向是随机,但处在外磁场中的核磁矩空间取向不再是随机的而是只能取几个特定方向,即是量子化的,情况同核自旋一样。设外磁

场 B_0 沿 z 轴方向, 用 μ_{Iz} 表示核磁矩在 z 轴方向的投影, 则

$$\mu_{Iz} = g_I \mu_N m_I \quad (1-10)$$

式中 m_I 的取值同核自旋, 共有 $2I+1$ 个不同的值。质子在外部磁场中的核磁矩空间取向同自旋情况相同见图 1-8。

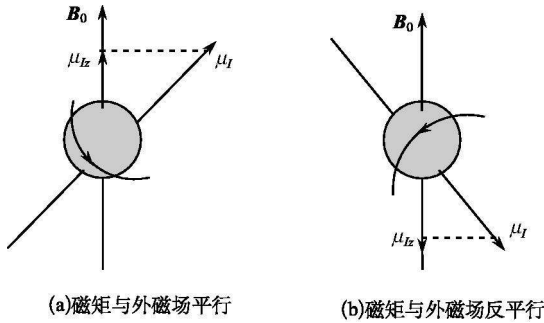


图 1-8 在外磁场中质子自旋磁矩的取向

如果原子核中的质子数和中子数都为偶数, 质子或中子两两配成对, 则其自旋为零, 自旋磁矩也为零, 如 ^4_2He , $^{12}_6\text{C}$ 和 $^{16}_8\text{O}$ 等, 我们把自旋磁矩为零的原子核称为非磁性核, 它们不存在核磁共振。如果原子核中的质子数和中子数都不为偶数时, 将会存在未配对的质子或中子, 则原子核的自旋磁矩不为零, 这样的原子核称为磁性核或者称为自旋核, 可以发生核磁共振。表 1-3 列出了一些磁性核的自旋量子数 I , g_I 因子及核磁矩 μ_I (以核磁子 μ_N 为单位)。

组成原子核的质子和中子具有自旋和磁矩。实验测得, 质子和中子的磁矩分别为 $2.793\mu_N$ 及 $-1.913\mu_N$ 。这说明质子和中子存在内部结构, 中子虽然整体上是电中性的, 但其内部具有一定的电荷分布。

表 1-3 一些原子核的自旋与磁矩

核素	I	g_I	μ_I/μ_N	核素	I	g_I	μ_I/μ_N
中子	$\frac{1}{2}$	-3.8262	-1.91280	$^{19}_9\text{F}$	$\frac{1}{2}$	5.2560	2.62827
^1_1H	$\frac{1}{2}$	5.5854	2.79255	$^{23}_{11}\text{Na}$	$\frac{3}{2}$	1.4783	2.21711
^2_1H	1	0.8574	0.857387	$^{31}_{15}\text{P}$	$\frac{1}{2}$	2.2632	1.1305
$^{13}_6\text{C}$	$\frac{1}{2}$	1.4048	0.702199	$^{14}_7\text{N}$	1	0.4036	0.40365

通常可将(1-9)式写作

$$\mu_I = \gamma \mathbf{P}_I \quad (1-11)$$

式中, $\gamma = \frac{\mu_l}{P_l} = g_l \frac{e}{2m}$, 称为原子核的旋磁化(也有称为磁旋比的), 是一个与核性质有关的常量, 不同种类的原子核, 旋磁比 γ 不同, 例如 ^1H 的 γ 值为 42.58 MHz/T , ^{31}P 的 γ 值为 17.24 MHz/T , ^{23}N 的 γ 值为 11.26 MHz/T ^[3]。

1.2 外磁场中的原子核

1.2.1 拉莫尔进动

由于原子核具有磁矩, 因此当它处于均匀外磁场 \mathbf{B}_0 中时会受到磁力矩的作用, 结果是核子绕自身轴旋转的同时, 又绕着外磁场的方向进动, 称为拉莫尔旋进(又称为拉莫尔进动)。如同陀螺在旋转的时候一样, 当其转轴偏离重力方向时, 就会一边绕自身轴线自旋, 一边又绕重力方向转动。陀螺的这种进动是受地球重力的作用, 而核磁矩的进动是受外磁场 \mathbf{B}_0 的作用。处在外磁场中的原子核磁矩绕外磁场进动是产生核磁共振的主要机制。

现将磁矩为 μ_l 的原子核放入均匀磁场 \mathbf{B}_0 中, 则它所受到的磁力矩为

$$\mathbf{M} = \mu_l \times \mathbf{B}_0 \quad (1-12)$$

用右手定则可以判定 \mathbf{M} 的方向总是垂直 μ_l (或 \mathbf{P}_l) 与 \mathbf{B}_0 确定的平面, 由于 \mathbf{M} 的作用, 引起原子核角动量 \mathbf{P}_l 的改变, 但只是改变 \mathbf{P}_l 的方向, 而不改变 \mathbf{P}_l 的大小, 即

$$\frac{d\mathbf{P}_l}{dt} = \mathbf{M} \quad (1-13)$$

\mathbf{M} 和 $d\mathbf{P}_l$ 的方向始终垂直 \mathbf{P}_l (或 μ_l), 使得 \mathbf{P}_l (或 μ_l) 的方向连续变化, 而 \mathbf{P}_l 的大小始终不变, 结果形成 \mathbf{P}_l (或 μ_l) 绕磁场 \mathbf{B}_0 进动, 即拉莫尔进动。

设 dt 时间内角动量的变化为 $d\mathbf{P}_l$, 绕过 $d\varphi$ 角, 则

$$d\mathbf{P}_l = P_l \sin\theta \cdot d\varphi$$

上式两边同时除以 dt , 得

$$\frac{d\mathbf{P}_l}{dt} = P_l \sin\theta \cdot \frac{d\varphi}{dt} = P_l \sin\theta \omega \quad (1-14)$$

式中, ω 是 \mathbf{P}_l 的端点绕 \mathbf{B}_0 做圆周运动的角速度, 即 \mathbf{P}_l 绕 \mathbf{B}_0 进动的角速度, 称为拉莫尔角频率; 而圆周运动的半径为 $P_l \sin\theta$, 迎着 \mathbf{B}_0 看去, \mathbf{P}_l 的端点在垂直 \mathbf{B}_0 的平面中以 ω 的角速度做半径为 $P_l \sin\theta$ 的圆周运动, 式中 θ 为 μ_l 与 \mathbf{B}_0 间的夹角, 见图 1-9。

把(1-12)式列成标量式, 即得

$$M = \mu_l \sin\theta B_0$$

而 $M = \frac{dP_l}{dt} = P_l \sin\theta \omega$, 则有

$$P_I \sin \theta \omega = \mu_I \sin \theta B_0$$

$$\omega = \frac{\mu_I}{P_I} B_0 = \gamma B_0 \quad (1-15)$$

上式称为拉莫尔(进动)公式或拉莫尔方程, ω 为拉莫尔角频率。

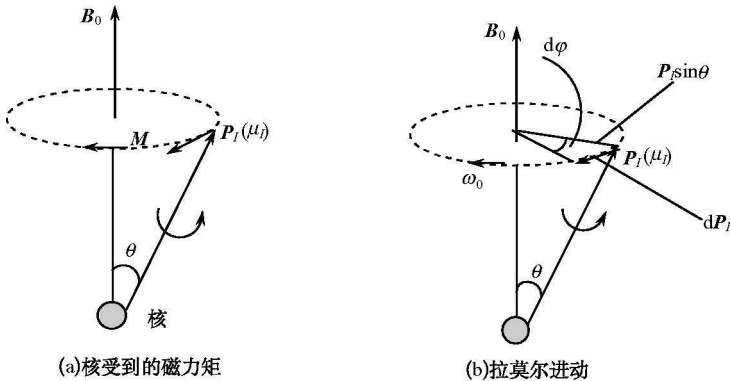


图 1-9 核受到的磁力矩作用发生拉莫尔进动

上面的讨论是以核磁矩与外磁场平行为例进行的,当核磁矩与外磁场反平行时结果同平行完全相同,即都以相同的频率沿相同方向绕外磁场进动。通过上面的讨论可知,核磁矩在恒定磁场中将绕磁场方向进动,进动的角频率 ω 取决于核的旋磁比 γ 和外磁场的磁感应强度 B_0 的大小 B_0 。对同一种原子核其旋磁比 γ 相同,则外磁场 B_0 越强,进动的频率越高;不同种类的原子核因旋磁比 γ 不同,即使在相同外磁场中它们进动的频率也不相同。角频率 ω 与频率 ν 之间的关系为 $\omega = 2\pi\nu$ 。

1.2.2 原子核受磁场作用的附加能量

设原子核在没有外磁场时处在能量为 E_0 的能级上,当原子核处在外磁场中,受外磁场作用而进动时原子核的能量将因进动而发生变化,在原来能量 E_0 基础上产生附加能量。根据电磁学的理论,原子核在外磁场中所引起的附加能量为

$$\Delta E_m = -\mu_I \cdot B_0 = -\mu_I \cos \theta B_0 \quad (1-16)$$

式中, θ 为 μ_I 与 B_0 间的夹角(图 1-9),当 $\mu_I \perp B_0$ 时附加能量为零。对于质子来说,当 μ_I 与 B_0 的夹角 θ 小于 $\pi/2$ 时,原子核能量较无磁场时减小; θ 大于 $\pi/2$ 时,原子核能量较无外磁场时增加。减小与增加量相同,均为 ΔE_m 的绝对值。

将(1-9)式代入(1-16)式中,就有

$$\Delta E_m = -\mu_I \cos \theta B_0 = -g_I \frac{e}{2m} P_I \cos \theta B_0 \quad (1-17)$$

式中, $P_I \cos \theta$ 就是核自旋在外磁场方向的投影 P_{Iz} , 它只能取如下数值: $P_{Iz} = m_I \frac{h}{2\pi}$, $m_I = I, I-1, I-2, \dots, -I+1, -I$, m_I 共 $2I+1$ 取值。代入(1-17)式有

$$\Delta E_m = -g_I \frac{he}{4\pi m} m_I B_0 = -g_I \mu_N m_I B_0 \quad (1-18)$$

(1-17)式和(1-18)式告诉我们如下道理:若无外磁场时,原子核处在能量为 E_0 的能级,当有外磁场时,由于核自旋在外磁场中仅有 $2I+1$ 个取向,也就是仅有 $2I+1$ 个不同的 θ 角,每个 m_I 对应一个 θ 角,不同的 m_I (或 θ 角)因绕外磁场进动所产生的附加能量 ΔE_m 不同,这样,由于核自旋空间取向不同,其能量也不相同,形成能级分裂,即无外磁场时一个能级,在有磁场时该能级分裂为 $2I+1$ 层,这种现象称为塞曼效应,分裂后的能级称为塞曼能级。其特点是分裂后各层能级之间的间隔是相同的。因而我们具有以下结论:具有自旋的原子核在外磁场中做拉莫尔进动,空间取向不同的原子核,因进动产生的附加能量不同,原来的能级分裂成 $2I+1$ 个不同的能级,分裂后两相邻能级之间的能量差为 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$, ΔE 与核本身的特征 g_I 有关,还与外磁场 B_0 有关,而且与 B_0 的大小成正比。

我们以质子为例来分析其在外磁场中的能级分裂情况,外磁场 B_0 沿 z 轴方向。在外磁场 B_0 不存在时,处在基态 E_0 的质子自旋的空间取向是任意的,其能量为 E_0 , 见图 1-10(a); 当外磁场 B_0 存在时,由于质子的自旋量子数为 $I=1/2$, 其 m_I 只能取 $1/2$ 和 $-1/2$, 其自旋在外磁场中有两个可能取向: 平行与反平行外磁场 B_0 , 见图 1-10(b), 且这两种取向都要绕外磁场 B_0 做拉莫尔进动, 引起附加能量。由(1-18)式可知, 当 $m_I=1/2$ 时, 质子的自旋或自旋磁矩方向与外磁场 B_0 平行, 因绕外磁场进动引起的附加能量为 $\Delta E_1 = -\frac{1}{2} g_I \mu_N B_0$; 当 $m_I=-1/2$ 时, 质子的自旋或自旋磁矩的方向反平行于外磁场 B_0 , 由于进动引起的附加能量为 $\Delta E_2 = \frac{1}{2} g_I \mu_N B_0$ 。这样, 有自旋的质子在均匀磁场作用下将分裂为 $2I+1 = 2 \times \frac{1}{2} + 1 = 2$ 个能级, 当质子的自旋磁矩与外磁场平行时, 其能级 E_1 比 E_0 小 $\frac{1}{2} g_I \mu_N B_0$, 即为 $E_1 = E_0 - \frac{1}{2} g_I \mu_N B_0$, 为分裂后的低能级; 当质子的自旋磁矩与外磁场 B_0 反平行时, 其能级 E_2 比 E_0 大 $\frac{1}{2} g_I \mu_N B_0$, 即为 $E_2 = E_0 + \frac{1}{2} g_I \mu_N B_0$, 为分裂后的高能级, 分裂后两能级的能量差 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$ 。从上面分析可知: 处在基态 E_0 的质子处在外磁场时, 由于其自旋磁矩仅有两种取向, 因进动引起的附加能量不同, 导致能级 E_0 分裂为两个能级 E_1 和 E_2 , 低能级 E_1 对应自旋磁矩平行于外磁场方向, 高能级 E_2 对应自旋磁矩反平行于外磁场方向, 两塞曼能级之间的能量差为 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$, 见

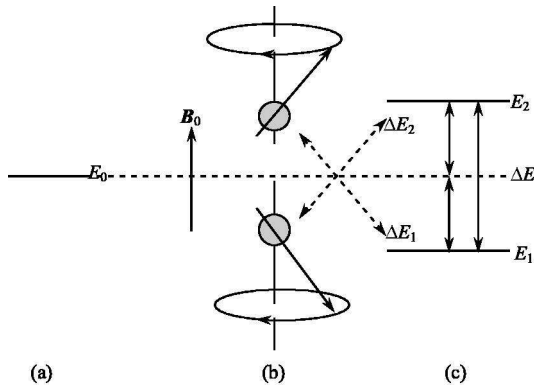


图 1-10 质子在外磁场中的能级分裂

图 1-10(c)。关于塞曼能级作如下说明^[4]：

(1) 分裂后的塞曼能级是正、负对称的,并且间距是相等的。两相邻塞曼能级之间的能量差均为 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$,且相邻塞曼能级间距处在电磁波谱内的无线电波范围内。

(2) 塞曼能级间跃迁定则是 $\Delta m_I = \pm 1$,即只在相邻塞曼能级之间跃迁。

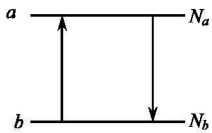


图 1-11 塞曼能级间自发跃迁

(3) 无外界激励时,塞曼能级之间存在自发跃迁,假若相邻两能级 a, b 上的自旋核数目分别为 N_a, N_b ,见图 1-11, $W_{a \rightarrow b}$ 表示从 a 到 b 的跃迁概率, $W_{b \rightarrow a}$ 表示从 b 到 a 的跃迁,则 a, b 两能级间有动态关系

$$N_a W_{a \rightarrow b} = N_b W_{b \rightarrow a} \quad (1-19)$$

这个动态关系可导致自旋系统进入热平衡,使 $N_a / N_b = e^{-\gamma h B_0 / 2\pi k T}$,服从玻尔兹曼分布,处在低能级的自旋核的数目大于高能级。若 N 表示总自旋核的数目, ΔN 代表两能级自旋核数之差,则 $\Delta N / N \approx \gamma h B_0 / 2\pi k T \propto B_0, 1/T$,这里 T 为自旋系统的平衡热力学温度。可见,外磁场越强,热平衡时两能级之间的自旋核数之差占总自旋核数的比例就越大。

1.3 核磁共振现象

1.3.1 均匀外磁场

要实现核磁共振,自旋核必须处在稳恒均匀外磁场中。在 MRI 中,这个外磁场磁感应强度 B_0 大致为 $0.15 \sim 3\text{T}$,磁场的均匀性要求在 $6 \sim 7\text{ppm}$ (百万分之一),稳定度为 $10^{-5}/\text{h}$,它是由核磁共振成像仪中的磁体所产生的。所谓均匀性,是指在特定容积限度内磁场的同一性,即穿过单位面积的磁感线是否相同。在 MRI 系

统中,磁场的均匀性越差,图像的质量也会越低,因此,磁场的均匀性是 MRI 系统的重要指标之一。均匀性是以 10^{-6} 作为一个偏差单位定量表示的,习惯上又将这样的偏差单位称为 ppm。例如,对于 1.5T 磁体,一个偏差单位为 1.5×10^{-6} T。显然,在不同场强的 MRI 系统中,每个偏差单位所代表的磁感应强度是不相同的。有了这样的规定后,人们就能够用均匀性标准对不同场强的系统或同一场强的不同系统方便地进行比较,以便做出自己的选择。

受磁体附近铁磁性物质、环境温度或匀场电源漂移等因素的影响,磁场的均匀性也会发生变化,这就是常说的磁场漂移。磁场的稳定性就是衡量这种变化的指标,稳定性下降,意味着单位时间内磁场的变化率增高,在一定程度上也会影响图像质量。磁场的稳定性分时间稳定性和热稳定性两种。时间稳定性是指磁场随时间而变化的程度,如果在一次检测时间内磁场值发生了一定量的漂移,就会影响到图像质量。一般来说,磁场短期(1~2h)漂移量不能大于 5ppm,而长期(以 8h 为周期)漂移量需小于 10ppm。磁体电源或匀场电源波动时,会使磁场的时间稳定性变差。磁场值还可随温度变化而漂移,其漂移的程度是用热稳定性来描述的。

磁体有三种类型:①常导电磁体,磁感应强度可达 0.2T,均匀性可满足 MRI 的基本要求,但耗电耗水量大;②永磁体,磁感应强度可达到 0.3T,在磁体极面严格加工要求的情况下,其均匀度可以满足要求,且使用这种磁体没有昂贵和复杂的附加设备,操作维护比较简单、方便,主要用于开放式 MRI 扫描仪;③超导磁体,这类磁体在接近热力学温度零度(也就是一 270°C)下工作,因此,它的导线内几乎没有电阻,这样就可用很强电流产生高强度的磁场,而不会产生明显的热量,磁场有很高的均匀性,但必须使用制冷剂(如液氦等)。现今见到的大部分 MRI 扫描仪都是超导型磁体。可以通过 MRI 中的匀场线圈来产生更均匀的外磁场 B_0 ,在 MR 成像过程中,需要均匀的外磁场,否则会产生伪影,特别是在使用剃度回波或化学脂肪抑制技术时,匀场线圈可以减小外磁场的均匀性。

1.3.2 射频脉冲

射频脉冲(radio frequency pulse, RF)是电磁波脉冲,即短促的电磁波。在 MRI 中之所以称作 RF 是因为它属于电磁波谱内的无线电波频率范围,它是由 MRI 中的发射线圈中的电流所产生的电磁波。对应 0.1~2.3T 的外磁场,射频脉冲频率范围大致在 3~100MHz。

根据麦克斯韦的电磁波理论,电磁波具有两个成分:电场 E 和磁场 B_1 ,它们相互垂直,均以光速 c 进行传播,且均与传播方向垂直。电场和磁场具有相同的频率(即电磁波的频率),相位差为 90° 。由于电场成分只会产热,在 MRI 中,我们感兴趣的只是磁场成分,因此我们仅考虑其磁场成分,其强度很弱,用 B_1 表示其大小, B_1 是一个振荡的磁场,就像交流电一样。而外磁场 B_0 是均匀稳恒的,就像直流电

一样。以后我们讲到射频脉冲仅指其磁场成分,即射频磁场 B_1 。频率为 ν 的射频脉冲的能量为

$$E = h\nu \quad (1-20)$$

1.3.3 核磁共振

共振是一种自然界普遍存在的物理现象。物质是永恒运动着的,在重力作用下会有自身的运动频率。当某一外力作用在某一物体上时,如果只是一次作用,没有共振的可能。当外力是反复作用,而且其固定的频率恰好与物体的自身运动频率相同时,在这种特殊情况下,物体将不断吸收外力,转变为自身运动的能量,出现振幅急剧增大的现象,这就是共振。

所谓核磁共振就是当原子核置于外磁场 B_0 中,因为核自旋(或磁矩)的空间取向不同,原来的能级分裂成 $2I+1$ 个不同的能级,分裂后两相邻能级之间的能量差为 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$ 。如果在与外磁场 B_0 垂直的平面内再施加一个射频磁场 B_1 ,则当射频脉冲的频率 ν 满足

$$h\nu = \Delta E = g_I \mu_N B_0 \quad (1-21)$$

即射频脉冲的能量正好等于核的两相邻能级间能量差时,原子核会表现出对射频脉冲能量的强烈吸收,从低能级跃迁到高能级去,这种现象称为核磁共振,简称磁共振, ν 称为共振频率。下面我们分析产生核磁共振的条件。

由(1-21)式和 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$,可有 $h\nu = g_I \mu_N B_0$,或

$$\nu = \frac{g_I \mu_N B_0}{h}$$

将 $\mu_N = \frac{eh}{4\pi m}$ 代入上式,得

$$\nu = \frac{g_I}{h} \cdot \frac{eh}{4\pi m} B_0 = \frac{1}{2\pi} \cdot g_I \frac{e}{2m} B_0 = \frac{1}{2\pi} \gamma B_0$$

则有

$$\omega = 2\pi\nu = \gamma B_0 \quad (1-22)$$

上式表示当射频脉冲的角频率 ω 与核磁矩绕 B_0 的进动拉莫尔角频率 ω 相等时,会产生核磁共振现象,(1-22)式称为核磁共振条件, ω 有时也称为拉莫尔角频率,该角频率的大小与外磁场磁感应强度的大小 B_0 成正比,也称(1-22)式为拉莫尔方程。

通过上面的讨论可以看出,在恒磁场 B_0 中,核将以拉莫尔角频率 ω 绕 B_0 进动,若在垂直 B_0 的方向上加一射频脉冲,当其角频率 ω 等于拉莫尔角频率 ω 时,则射频脉冲的能量被吸收,从而产生核磁共振现象。从(1-22)式可知,在相同的

外磁场 B 中,由于不同种类原子核的旋磁比 γ 不同,则它们产生核磁共振的频率不同,如同样是在 2.0T 的外磁场中, ^1H 核的共振频率为 85.16MHz, ^{31}P 核的共振频率为 34.48MHz,而 ^{23}Na 核的共振频率为 22.58MHz;同样对同一种原子核,其旋磁比 γ 相同,外磁场越强,原子核的进动频率越高,核磁共振频率就越高。如对 ^1H ,在 B_0 为 0.5T、1.0T 时,其共振频率分别 21.29MHz 和 42.58MHz。不同的核具有不同的共振频率就意味着在磁共振过程中共振吸收只能发生于一种原子核。例如,当患者处于 1.0T 的外磁场时,尽管其体内有多种原子核,但我们发射的射频脉冲的频率如果为 42.58MHz,则体内仅有质子发生磁共振,而其他原子核不会发生磁共振。

使原子核发生共振吸收,在实验中有两种方法:一种是固定外磁场 B ,连续改变射频脉冲的频率,当其圆频率满足(1-22)式时,就发生核磁共振,这种方法称为扫频法;另一种是保持射频脉冲的频率不变,连续改变外磁场的磁感应强度 B ,当外磁场磁感应强度的大小满足(1-22)式时,就发生核磁共振,这种方法叫扫场法。扫频法多见于获得样品的核磁共振谱,在核磁共振成像中主要是使用扫场法。

原子核的诸激发态之间及其与基态的间距是不相同的,它们的能级间隔落在 γ 射线范围内。就原子核的自旋磁矩和一般使用的外磁场来说,分裂后两相邻能级之间的能量差为 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$,都相同且落在射频脉冲的频率范围内,这是在 MRI 中使用射频脉冲的原因。这里顺便指出,由于原子的顺磁磁矩比原子核顺磁磁矩要大 1000 多倍,所以原子的顺磁共振频率落在微波范围内(GHz)。

对于核磁共振现象,需要说明以下两点:

(1) 只有当分裂后的塞曼能级间自旋核数不同时,施加射频脉冲电磁场才可能有净共振吸收或发射,即有核磁共振。如果两能级上自旋核数目相等,就不会观察到核磁共振现象^[4]。

(2) 核磁共振要求外磁场 B 为均匀场, B_0 越均匀,塞曼能级宽度更窄,共振吸收峰更尖锐,信噪比更高,更容易观察到。在核磁共振成像中虽然使用了剃度磁场进行空间定位,各个体素中磁场的均匀度也必须好于 10^{-4} ^[4]。

磁共振现象是原子核的核物理特征,它是磁共振成像的基本原理之一;人体中众多的原子核都有磁共振的特性,是磁共振成像的基本条件之一;但要实现磁共振成像还需要在磁共振现象的原理基础上做大量的工作,只有在计算机技术高度发展的近 20 年中,才有可能实现将磁共振物理现象用来显示人体解剖结构的正常和病理图像。

本章要点

1. 原子核具有角动量,简称核自旋。没有外磁场时,自旋方向是任意的。在

外磁场中核自旋方向只能取 $2I+1$ 特定不连续的方向,称为空间取向量子化。

2. 由于原子核具有自旋,它在周围空间激发磁场,因而具有磁矩。磁矩方向同自旋方向相同,在外磁场中也只能取 $2I+1$ 特定不连续的方向。

3. 当原子核处在外磁场中时,不仅核自旋(或核磁矩)空间取向量子化,而且同时绕外磁场进动,进动角频率 ω 可由拉莫尔进动公式求出。即 $\omega = \frac{\mu_I}{P_I} B_0 = \gamma B_0$,对于给定的原子核 γ 为定值,其进动角速度与外磁场成正比,外磁场越强,进动频率越快。

4. 自旋核在外磁场中做拉莫尔进动,空间取向不同的原子核,因进动产生的附加能量不同,原来的能级分裂成 $2I+1$ 个不同的塞曼能级,分裂后两相邻塞曼能级之间的能量差为 $\Delta E = g_I \mu_N B_0$ 。

5. 如果在与外磁场垂直的平面内再施加一个射频脉冲,当射频脉冲的角频率 ω 与核磁矩绕外磁场的进动角频率 ω_0 相等时,会产生核磁共振现象。

参 考 文 献

- [1] 卢希庭. 原子核物理学. 第 2 版. 北京:原子能出版社,2001:第一章
- [2] 梁路光,赵大源. 医用物理学. 北京:高等教育出版社,2004:387
- [3] 胡新珉. 医学物理学. 第 6 版. 北京:人民卫生出版社,2004:369
- [4] 俎栋林. 核磁共振成像学. 北京:高等教育出版社,2004:7

第 2 章 核磁共振的宏观描述

在第 1 章我们介绍了核磁共振的基本概念,讨论了单个原子核的性质(核自旋和核磁矩)及其在外磁场中的行为(包括拉莫尔进动、能级分裂和核磁共振等),实际上单个原子核的行为是观测不到的,所能观测到的只能是大量原子核的集体表现,也就是整个核系统的宏观表现。本章要讨论整个核系统的宏观表现,主要内容包括纵向磁化、射频脉冲对纵向磁化强度的作用、 θ 角脉冲、弛豫过程和弛豫时间等,讨论的对象是质子(氢核)系统。

2.1 纵向磁化强度矢量

2.1.1 原子核的磁化强度矢量 M

为了讨论由大量的原子核组成的核系统,我们首先引入一个物理量,称为原子核的磁化强度矢量,简称核磁化强度(或磁化强度),用 M 表示, M 的定义为:单位体积中所有原子核磁矩的矢量和,即

$$M = \frac{\sum \mu_i}{\Delta V} \quad (2-1)$$

式中, $\sum \mu_i$ 表示体积元 ΔV 中所有原子核磁矩的矢量和。磁化强度矢量 M 的概念是由布洛赫提出的,它可以描述宏观核磁矩特征。显然, M 具有核磁矩的本质。在没有外磁场时,自旋核系统中各原子核的磁矩方向是杂乱无章的,因此 $M=0$,对外不呈现磁性。

但所有物质放入外磁场后,都可以得到一定程度的磁化。所谓磁化就是原来没有磁性的物质在磁场中获得磁性的过程。然而,不同的物质磁化的程度并不相同。物理学通常用磁化率来表示物质磁化程度的度量,用希腊字母 χ 表示。其定义为产生的磁化强度 M 与施加的磁场 H 之比: $M = \chi H$ 。在 MRI 中主要涉及三种类型的物质:顺磁性物质、抗磁性物质和铁磁性物质,它们具有不同的磁化率,下面简单介绍这三种物质的磁性。

(1) 顺磁性物质:顺磁性物质具有未成对的轨道电子,它们在外磁场 B 存在时可以产生磁化,而一旦去除外磁场又会去磁化。在外磁场存在时它们产生的磁化强度 M 与外磁场方向相同,结果它们的存在导致有效磁场增加,这样顺磁性物质具有一个小的正 χ 。这种物质中由于质子-质子和质子-电子作用导致纵向弛豫

时间 T_1 缩短,则在 T_1 加权成像呈现高信号,这种现象称为质子弛豫增加效应。人体组织中血红蛋白的某些降解产物具有顺磁性,如脱氧血红蛋白有四个未配对电子,正铁血红蛋白有五个未成对电子。含铁血黄素,在出血的终末期,有超过 10000 个未成对电子,属于超顺磁性物质,它的磁化率比顺磁性物质大 100~1000 倍^[1]。

(2) 抗磁性物质:抗磁性物质没有未成对的轨道电子,当这样的物质被放入外磁场 B_0 中时,会产生一个小的磁化强度 M ,其方向与 B_0 方向相反。结果,有效磁场减小了,这样抗磁性物质具有一个小的负磁化率 χ 。人体内的绝大部分组织具有抗磁性,例如,水是抗磁性的,它产生的净磁化强度与外磁场方向相反。下面我们要介绍氢质子系统(如水)在外磁场中将产生沿外磁场方向的磁化强度矢量,是磁共振成像的基础,这里是不矛盾的,因为大量物质的磁性依赖于电子情况,而核磁共振依赖于原子核。

(3) 铁磁性物质:铁磁性物质如铁(Fe)、钴(Co)和镍(Ni),可被磁场明显吸引,即使在去除外磁场后,它们可以被永久磁化,具有很大的正向磁化率 χ ,甚至超过超顺磁性物质。

2.1.2 纵向磁化与纵向磁化强度矢量 M_0

在无外磁场时,由于热运动,核系统中各个核磁矩的空间取向是无序的、杂乱无章的,从统计学观点看,它们的核磁矩的矢量和等于 0,即 $M=0$,不呈现磁性。若在竖直(z 轴)方向加上均匀稳恒外磁场 B_0 (简称为外磁场或主磁场),则系统中的所有核磁矩都会绕 B_0 进动并产生能级分裂。由于原子核磁矩在外磁场中的空间取向不相同,因此不同取向的核磁矩绕外磁场进动运动会描绘出一些不同的圆锥面,这些圆锥面对应不同的塞曼能级。图 2-1 表示由质子组成的核系统,由于质子的 $I=1/2$,它在外磁场中有两个空间取向,描绘出上、下两个不同的圆锥面。所有处在低能级($m_l=1/2$)的核磁矩均匀分布在上方的圆锥面上,其磁矩的合矢量 M_+ 与 z 轴同向。高能级($m_l=-1/2$)的核磁矩均匀分布在下方圆锥面,其磁矩的合矢量 M_- 与 z 轴反向。根据微观粒子在热平衡状态下的玻尔兹曼分布规律,处在低能级的核子数多于高能级的核子数,所以 $M_+ > M_-$,因此核系统总的磁化强度 $M_0 = M_+ - M_- \neq 0$,我们说核系统被磁化了,有了自己的磁场。注意:对于具有大量核的系统而言,在上、下两圆锥面上进动的核磁矩的分布是均匀对称的,所以它们在 xOy 平面上的分量相互抵消,即磁化强度的横向分量 $M_{xy} = 0$ 。由此可知,在外磁场中,核系统产生一个磁化强度矢量 M_0 并与外磁场 B_0 的方向相同,在 MRI 中我们习惯把 B_0 方向称为纵向,与之垂直方向称为横向。我们把核系统在外磁场中产生的沿外磁场方向的磁化强度矢量 M_0 称为纵向磁化(longitudinal magnetization), M_0 称为纵向磁化强度矢量。在一定温度下,外磁场 B_0 越强,两能

级之间的自旋核数之差占总自旋核数的比例就越大,或者说低能级核子数比高能级更多, M_0 也就越大,即核磁矩趋向一致的倾向越强烈,核系统表现出磁性越明显, M_0 又称为宏观磁化矢量或宏观磁矩。

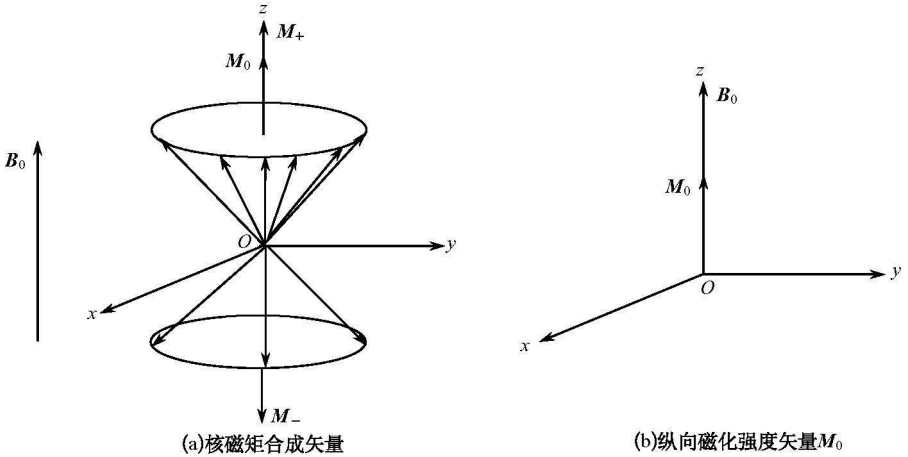


图 2-1 质子系统的纵向磁化

人体内含有大量的质子,人体就是一个质子系统,在进入外磁场前,体内质子的磁矩排列杂乱无章,磁化强度矢量为零,对外不显磁性。人体进入 MRI 扫描仪的外磁场中,由于体内各处质子仅沿两个特定方向绕外磁场进动,形成两个圆锥面,质子系统的核磁化强度不再为零,具有沿外磁场方向的核磁化强度矢量 M_0 ,人体的这种磁化就是纵向磁化。需注意的是: M_0 是质子系统内所有质子核磁矩的矢量和,而质子都绕外磁场进动,但纵向磁化强度矢量 M_0 并不绕外磁场进动,它沿 z 轴驻定不动。质子系统在外磁场中呈现纵向磁化的状态是不随时间变化的,称为平衡状态。在一定的的外磁场条件下,人体内某体积元的纵向磁化强度 M_0 大小与该体积元内能绕外磁场进动的质子密度 $\rho(H)$ 成正比。即

$$M_0 \propto \rho(H) \quad (2-2)$$

质子系统的纵向磁化过程是一个失能“降温”过程,在置入外磁场前质子处在基态,当把质子系统置入外磁场中时,基态能级对称分裂形成两个能级,分裂后的这两个能级即为塞曼能级,刚置入外磁场中,塞曼能级上自旋质子数目相等,即处在分裂后的高能级和低能级的质子数目相同,这相当于对应“高自旋温度”,之后,质子系统与周围环境(晶格)之间有某种形式的“热交换”,它交出一部分能量给晶格,通过失能“降温”才能“冷”到晶格温度,在这一失能“降温”过程中质子系统逐步达到热平衡时低能级质子数目稍多而高能级质子数稍少,建立玻尔兹曼分布,从而产生纵向磁化强度矢量 $M_0^{[2]}$ 。

2.2 核磁共振吸收

2.2.1 纵向磁化强度矢量 M_0 的章动

处在外磁场中的质子系统(如人体)呈现纵向磁化,有一个纵向磁化强度 M_0 。现在我们在图 2-1 所示的坐标系中沿 x 轴方向且垂直于 M_0 ,也就是垂直于 z 轴或外磁场 B_0 ,施加一个射频脉冲会发生什么呢?注意:以后介绍施加的射频脉冲,如无特别说明都是沿 x 轴方向施加的,并且我们说沿 x 轴方向施加射频脉冲是指射频脉冲中磁场分量 B_1 方向沿 x 轴方向。比如我们说施加射频脉冲,就是指施加的射频脉冲中磁场 B_1 方向沿 x 轴方向。

如果我们向人体发射射频脉冲的角频率等于质子系统中所有质子绕外磁场 B_0 进动拉莫尔角频率时,那么质子吸收射频脉冲的能量,出现核磁共振,产生两种效应:①质子由低能级(对应上面圆锥面)跃迁到高能级(对应下面圆锥面),指向下质子抵消了指向上质子的磁化强度,于是纵向磁化强度减小,由 M_0 减小到 M_z ;②同时,射频脉冲还使进动的质子不再均匀分布在上、下两个圆锥面,而是做同步、同方向、同速运动,即处于同相位(in phase)。这样,所有质子在同一时刻指向同一方向,并以拉莫尔角频率 ω (即质子进动的角速度)绕外磁场进动,其核磁矩也在该方向叠加起来,于是出现了横向磁化(transverse magnetization),产生的横向磁化强度矢量用 M_{xy} 表示,在射频脉冲作用后情况见图 2-2。

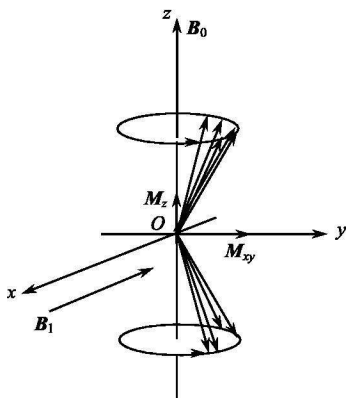


图 2-2 纵向磁化减小与产生横向磁化

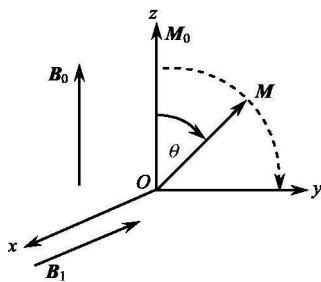


图 2-3 纵向磁化向 xOy 平面翻转

在射频脉冲的作用下,质子系统的纵向磁化强度减小,由 M_0 减小到 M_z ,横向磁化强度由零变到 M_{xy} ,纵向磁化强度矢量 M_z 和横向磁化强度矢量 M_{xy} 的矢量和为质子系统在射频脉冲作用下的总磁化强度矢量 M ,它的方向与外磁场方向成 θ 角,其大小与 M_0 的大小相同。因此,质子系统在射频脉冲作用下的宏观表现就是