



高等学校电子信息类“十二五”规划教材

电子电磁技术实验

主编 吴兴林 刘伟 李平舟



西安电子科技大学出版社
<http://www.xduph.com>

高等学校电子信息类“十二五”规划教材

电子电磁技术实验

主编 吴兴林 刘伟 李平舟

西安电子科技大学出版社

内 容 简 介

本书是结合高等学校理工科“近代物理实验”课程教学的基本要求编写而成的。全书共 26 个实验,内容主要包括电磁方面的物理量检测、分析与应用技术等。书中重点阐述了实验的物理思想、方法、技能和应用,详细介绍了实验装置及其使用方法,并附有实验数据处理的实例,有利于学生实验技能、创新思想和科学素质的培养。

本书可以作为完成物理实验后的学生的选修教材,也可作为理工科学生和从事物理量自动检测工作的相关人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

电子电磁技术实验/吴兴林,刘伟,李平舟主编. —西安:西安电子科技大学出版社,2014.6

高等学校电子信息类“十二五”规划教材

ISBN 978 - 7 - 5606 - 3380 - 0

I. ① 电… II. ① 吴… ② 刘… ③ 李… III. ① 电磁学—实验—高等学校—教材

IV. ① O441 - 33

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 086070 号

策 划 刘玉芳

责任编辑 毛红兵 郭亚萍

出版发行 西安电子科技大学出版社(西安市太白南路 2 号)

电 话 (029)88242885 88201467 邮 编 710071

网 址 www.xduph.com 电子邮箱 xdupfxb001@163.com

经 销 新华书店

印刷单位 北京京华虎彩印刷有限公司

版 次 2014 年 6 月第 1 版 2014 年 6 月第 1 次印刷

开 本 787 毫米×1092 毫米 1/16 印张 12

字 数 283 千字

印 数 1~1000 册

定 价 21.00 元

ISBN 978 - 7 - 5606 - 3380 - 0/O

XDUP 3672001 - 1

* * * 如有印装问题可调换 * * *

前 言

当今世界正处于一个科学技术迅速发展的时代，高新技术层出不穷，而物理学是科学技术的基础。没有 20 世纪以来以相对论和量子力学作为理论基础的近代物理学的巨大发展，就没有今天的计算机、激光和光通信、核能、纳米科学和技术等各种各样的高新技术。本书不仅能使学生生动直观地观察和学习在近代物理学发展史中起过重要作用的著名实验，领会著名物理学家的物理思想和实验设计思想，进一步巩固理解以前学到的理论知识，而且可以让学生掌握科学实验中一些不可缺少的现代实验技术，比如 GPRS 测量技术、CCD 测量技术、超声成像和红外成像技术等。通过这些实验的训练，学生不但可以理解近代物理学的基本原理，学习科学实验的方法、自动化测量的系统设计方法和实验技术，而且可以进一步培养良好的科学作风和科研能力。

本书是根据教育部颁发的“高等工科学校物理实验基本要求”，结合电子类院校的特点以及西安电子科技大学应用物理学专业和电子信息科学与技术专业多年的教学实践经验编写而成的。它是近年来西安电子科技大学物理实验中心“近代电磁学实验”课程建设的总结，集中了实验室的教师和实验技术人员的集体智慧和力量，也是西安电子科技大学质量提升计划的一部分。

全书共 26 个实验，吴兴林负责实验 1 至实验 13 的编写，刘伟负责实验 14 至实验 26 的编写，李平舟负责全书的审阅。

由于作者水平有限，不足之处在所难免，恳请读者和同行对本书予以指正。

编 者
2014 年 1 月

目 录

实验 1	核磁共振实验	1
实验 2	透射式超声成像实验	17
实验 3	磁阻效应实验	24
实验 4	CCD 微机测径实验	31
实验 5	用电磁感应法测交变磁场	46
实验 6	电介质介电常数的测量实验	52
实验 7	交流电桥综合实验	57
实验 8	磁致旋光——法拉第效应实验	67
实验 9	夫兰克-赫兹实验	71
实验 10	热辐射与红外扫描成像实验	78
实验 11	旋转液体综合实验	89
实验 12	燃料电池特性综合实验	97
实验 13	红外传输实验	108
实验 14	多普勒效应综合实验	114
实验 15	费米-狄拉克分布实验	119
实验 16	金属电子逸出功测定实验	124
实验 17	密立根油滴实验	129
实验 18	电子荷质比测试实验	133
实验 19	PN 结正向压降与温度的关系	137
实验 20	固体的线热膨胀系数的测量	141
实验 21	动态法测量杨氏模量	146
实验 22	非平衡电桥的原理和设计应用	151
实验 23	方波的傅里叶分解与合成	159
实验 24	基于声源定位的 GPS 模拟实验	164
实验 25	铁电体的电滞回线	172
实验 26	RLC 电路特性的研究	176



核磁共振实验

磁矩是由许多原子核所具有的内部角动量或自旋引起的。自 1940 年以来,研究磁矩的技术已得到了发展,物理学家对核理论的基础研究为这一研究奠定了基础;1933 年,G. O. 斯特恩和 I. 艾斯特曼对核粒子的磁矩进行了第一次粗略测定;美国的 I. I. 拉比的实验室在这个领域的研究中获得了进展。这些研究对核理论的发展起了很大的作用。

核磁共振,是指具有磁矩的原子核在恒定磁场中由电磁波引起的共振跃迁现象。当受到强磁场加速的原子束加以一个已知频率的弱振荡磁场时,原子核就要吸收某些频率的能量,同时跃迁到较高的磁场亚层中。通过测定原子束在频率逐渐变化的磁场中的强度,就可测定原子核吸收频率的大小。这种技术起初被用于气体物质,后来通过斯坦福大学的 F. 布洛赫和哈佛大学的 E. M. 珀塞尔的工作逐步扩展到液体和固体。1945 年 12 月,哈佛大学的珀塞尔等人在石蜡样品中观察到质子的核磁共振吸收信号;1946 年 1 月,美国斯坦福大学布洛赫等人在水样品中观察到质子的核感应信号。这两个研究小组用了稍微不同的方法,几乎同时在凝聚物质中发现了核磁共振。由于布洛赫小组第一次测定了水中质子的共振吸收,而珀塞尔小组第一次测定了固态链烷烃中质子的共振吸收,两人因此获得了 1952 年的诺贝尔物理学奖。

由于核磁共振的方法和技术可以深入到物质内部而不破坏样品,并且具有迅速、准确、分辨率高等优点,所以得到迅速发展和广泛应用。现今核磁共振技术已从物理学渗透到化学、生物、地质、医疗以及材料等学科,作为一项重要的实验技术,在科研和生产中发挥了巨大的作用。它是测定原子的核磁矩和研究核结构的直接而又准确的方法,也是精确测量磁场的重要方法之一。

一、实验目的

- (1) 了解核磁共振的基本原理,包括对核自旋、在外磁场中的能级分裂、受激跃迁的基本概念的理解。
- (2) 学习利用核磁共振校准磁场和测量因子 g 的方法。
- (3) 了解实验设备的基本结构,掌握利用扫场法创造核磁共振条件的方法,学会利用示波器观察共振吸收信号。

二、实验仪器

1. 仪器结构

核磁共振实验仪主要由磁铁、磁场扫描电源、边限振荡器以及示波器、频率计组成。

1) 磁铁

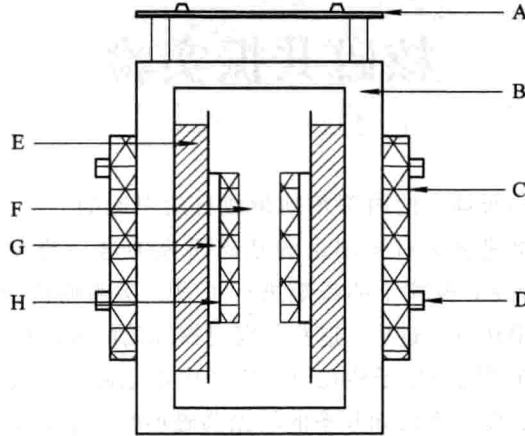


图 1-1 磁铁结构示意图

磁铁结构示意图如图 1-1 所示，图中各字母所标示的部位及其作用说明如下：

A——面板：上线圈引线的四组接线柱，实验时，可以任选其中一组；

B——主体：起支撑线圈和磁钢以及形成磁回路的作用；

C——外板：用于调节磁隙及中间磁场均匀度；

D——螺丝：一面有六个；

E——线圈：通过其施加扫描磁场；

F——间隙：有效的工作区，样品置于其中；

G——磁钢：钕铁硼稀土永磁铁；

H——纯铁：主要用于提高磁场均匀度。

2) 磁场扫描电源

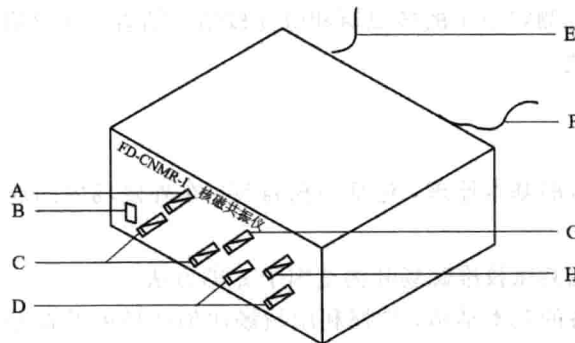


图 1-2 磁场扫描电源示意图

图 1-2 为磁场扫描电源示意图，图中各字母所标示的部位及其作用说明如下：

A——扫描幅度调节旋钮：用于捕捉共振信号，顺时针调节则幅度增加；

B——电源开关：整个磁场扫描电源的通断电控制；

C——扫描输出接线柱：用叉片连接线连至磁铁面板接线柱；

D——X 轴幅度输出接线柱：用 Q9 叉片连接线接至示波器 X 轴输出，观察李萨如图形；

E——电源线：接 AC 220V 50Hz 输入；

F——边限振荡器电源输出：五芯航空插头，为边限振荡器提供工作电源；

G——X 轴幅度调节旋钮：用于扫描幅度的调节，顺时针调节则幅度增大；

H——X 轴相位调节旋钮：用于信号相位的调节。

3) 边限振荡器

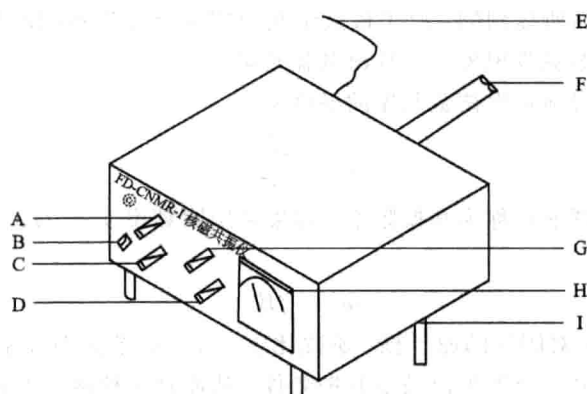


图 1-3 边限振荡器示意图

图 1-3 为边限振荡器示意图，图中字母所标示的部位及其作用说明如下：

A——频率粗调旋钮：用于共振频率的粗调，顺时针调节则频率增加；

B——频率输出：接频率计，显示共振频率；

C——频率微调旋钮：用于共振频率的微调，顺时针调节则频率增加；

D——共振信号输出：接示波器，观测共振信号；

E——电源输入：接磁场扫描电源的后面板“边限振荡器电源输出”；

F——探头：内有产生射频场的线圈，外部是起屏蔽作用的铜管，前面装测量样品；

G——幅度调节旋钮：用于调节射频场幅度，顺时针调节则幅度增加；

H——幅度显示表：表头指示射频场幅度；

I——高度调节螺丝：用于调节探头在磁场中的空间位置。

2. 性能指标

(1) 信噪比：100 : 1 (40 dB)。

(2) 振荡频率：17 MHz~23 MHz (具体根据磁铁而定)。

(3) 频率调节范围： $\frac{f_{\max}}{f_{\min}} = 1.5$ 。

(4) 测量样品：氢核—1 # CuSO_4 ，2 # FeCl_3 ，4 # 丙三醇，5 # 纯水，6 # MnSO_4 ；氟核—3 # 氟碳。

三、实验原理

对于已处于恒定外磁场中的原子核,如果再在与恒定外磁场垂直的方向上加一交变电场,就有可能引起原子核在原子能级间的跃迁。跃迁的选择定则是:磁量子数 m 的改变 $\Delta m = \pm 1$ 。也即是说,只有在相邻的两子能级间的跃迁才是允许的。

这样,当交变电磁场的频率 ν_0 所对应的能量 $h\nu_0$ 刚好等于原子核两相邻子能级的能量差时,即

$$h\nu_0 = g_N \mu_N B_0 = \gamma \hbar B_0 \quad (1-1)$$

时,处于低子能级的原子核就可以从交变电磁场吸收能量而跃迁到高子能级。式中, h 为普朗克常数, $\hbar$ 为约化普朗克常数, $\hbar = 2\pi\hbar$, γ 为旋磁比, g_N 为朗德因子, μ_N 为核磁矩。

式(1-1)就是前面所提到的,原子核系统在恒定和交变磁场同时作用下,并且满足一定条件时所发生的共振吸收现象——核磁共振现象。

由式(1-1)可以得到发生核磁共振的条件是

$$\nu_0 = \frac{\gamma B_0}{2\pi} \quad (1-2)$$

满足式(1-2)的频率 ν_0 称为共振频率。如果采用圆频率 $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, 则共振条件可以表示为

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (1-3)$$

由式(1-3)可知,对固定的原子核,旋磁比 γ 一定,调节共振频率 ν_0 和恒定磁场 B_0 两者或者固定其一调节另一个就可以满足共振条件,从而观察核磁共振现象。

本实验所使用的核磁共振实验仪采用永磁铁, B_0 是定值,所以对不同的样品,调节射频场的频率使之达到共振频率 ν_0 , 满足共振条件,原子即从低能态跃迁至高能态,同时吸收射频场的能量,使得线圈的 Q 值降低,产生共振信号。

由于示波器只能观察交变信号,所以必须使核磁共振信号交替出现,该核磁共振实验仪采用扫场法满足这一要求。在稳恒磁场 B_0 上叠加一个低频调制磁场 $B_m \sin(\omega' t)$, 这个调制磁场实际是由一对亥姆霍兹线圈产生的,此时样品所在区域的实际磁场为 $B_0 + B_m \sin(\omega' t)$ 。

由于调制场的幅值 B_m 很小,总磁场的方向保持不变,只是磁场的幅值按调制频率发生周期性变化,拉摩尔进动频率 ω 也相应地发生周期性变化,即

$$\omega = \gamma \cdot (B_0 + B_m \sin(\omega' t)) \quad (1-4)$$

这时只要将射频场的角频率调在 ω 的变化范围之内,同时调制磁场扫过共振区域,即 $B_0 - B_m \leq B_0 \leq B_0 + B_m$, 则共振条件在调制场的一个周期内被满足两次,所以在示波器上观察到如图 1-4(b)所示的共振吸收信号。此时若调节射频场的频率,则吸收曲线上的吸收峰将左右移动。当这些吸收峰间距相等时,检测到的共振吸收信号如图 1-4(a)所示,则说明在这个频率下的共振磁场为 B_0 。

如果扫场速度很快,也就是通过共振点的时间比弛豫时间小得多,这时共振吸收信号的形状会发生很大的变化。在通过共振点后,会出现衰减振荡,这个衰减的振荡称为“尾波”,尾波越大,说明磁场越均匀。

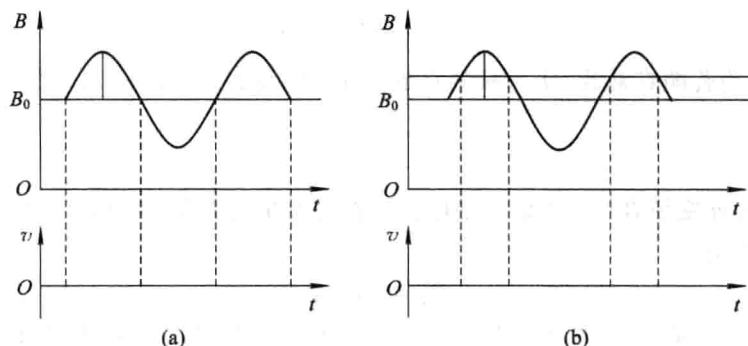


图 1-4 扫场法检测到的共振吸收信号示意图

四、实验内容

(1) 观察水中质子的核磁共振现象，并比较纯水样品(5#)与水中加入少量顺磁离子的样品(如 1#, 2#, 6# 样品)以及与 4# 有机物丙三醇样品的核磁共振信号的变化。

(2) 已知质子的旋磁比 $\gamma = 2.6752 \times 10^8 \text{ rad}/(\text{s} \cdot \text{T})$ ，首先放入 1# 或者 2#、5#、6# 等样品，调节并观察核磁共振信号，从频率计读出共振频率，根据共振条件 $\omega_0 = \gamma B_0$ 求出此时的磁感应强度 B_0 。不改变磁场，将样品换为 3# 氟碳样品，调节并观察氟的共振信号(注意：氟的核磁共振信号较小，应仔细调节)，然后根据刚才得到的 B_0 ，计算氟核的旋磁比 γ_F ，朗德因子 g_F 和核磁矩 μ_{ZF} 。

(3) 放入共振信号较明显的样品，如 1# 和 2# 样品，观察信号尾波，移动探头在磁场中的空间位置，了解磁场均匀性对尾波的影响。

附录 氢核的核磁共振

下面以氢核为主要研究对象，介绍核磁共振的基本原理和观测方法。氢核是最简单的原子核，同时也是目前在核磁共振应用中最常见和最有用的核。

一、核磁共振的量子力学描述

1. 单个核的磁共振

通常将原子核的总磁矩在其角动量 $\mathbf{P}$ 方向上的投影 μ 称为核磁矩，它们之间的关系可以写成

$$\mu = \gamma \cdot \mathbf{P}$$

或

$$\mu = g_N \cdot \frac{e}{2m_p} \cdot \mathbf{P} \quad (1-5)$$

式中， $\gamma = g_N \cdot \frac{e}{2m_p}$ ，称为旋磁比，其中 e 为电子电荷， m_p 为质子质量， g_N 为朗德因子。对氢核来说， $g_N = 5.5851$ 。

按照量子力学，原子核角动量的大小由下式决定：

$$P = \sqrt{I(I+1)}\hbar \quad (1-6)$$

式中 $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h 为普朗克常数。 I 为核的自旋量子数, 可以取 $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$, 对氢核来说, $I = \frac{1}{2}$ 。

把氢核放入外磁场 $\mathbf{B}$ 中, 可以取坐标轴 z 方向为 $\mathbf{B}$ 的方向。核的角动量在 $\mathbf{B}$ 方向上的投影值由下式决定:

$$P_B = m \cdot \hbar \quad (1-7)$$

式中 m 称为磁量子数, 可以取 $m = I, I-1, \dots, -(I-1), -I$ 。核磁矩在 $\mathbf{B}$ 方向上的投影值为

$$\mu_B = g_N \frac{e}{2m_p} P_B = g_N \left(\frac{eh}{2m_p} \right) m$$

将它写为

$$\mu_B = g_N \mu_N m \quad (1-8)$$

式中 $\mu_N = 5.050787 \times 10^{-27} \text{ JT}^{-1}$, 称为核磁子, 是核磁矩的单位。

磁矩为 μ 的原子核在恒定磁场 $\mathbf{B}$ 中具有 的势能为

$$E = -\mu \cdot \mathbf{B} = -\mu_B \cdot B = -g_N \cdot \mu_N \cdot m \cdot B$$

任何两个能级之间的能量差为

$$\Delta E = E_{m_1} - E_{m_2} = -g_N \cdot \mu_N \cdot B \cdot (m_1 - m_2) \quad (1-9)$$

考虑最简单的情况, 对氢核而言, 自旋量子数 $I = \frac{1}{2}$, 所以磁量子数 m 只能取两个值, 即 $m = \frac{1}{2}$ 和 $m = -\frac{1}{2}$ 。磁矩在外场方向上的投影也只能取两个值, 如图 1-5(a) 所示, 与此相对应的能级如图 1-5(b) 所示。

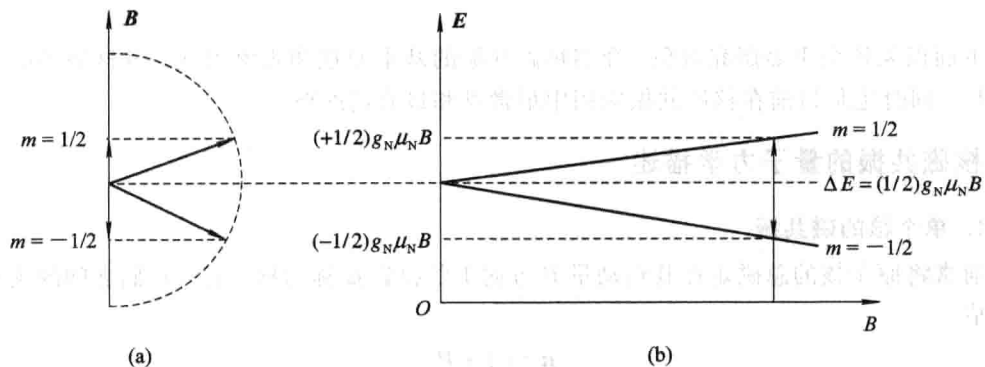


图 1-5 氢核能级在磁场中的分裂

根据量子力学中的选择定则, 只有 $\Delta m = \pm 1$ 的两个能级之间才能发生跃迁, 这两个跃迁能级之间的能量差为

$$\Delta E = g_N \cdot \mu_N \cdot B \quad (1-10)$$

由这个公式可知: 相邻两个能级之间的能量差 ΔE 与外磁场 $\mathbf{B}$ 的大小成正比, 磁场越强, 则两个能级分裂越大。

如果实验时外磁场为 B_0 ，在该稳恒磁场区域又叠加一个电磁波作用于氢核，如果电磁波的能量 $h\nu_0$ 恰好等于这时氢核两能级的能量差 $g_N\mu_N B_0$ ，即

$$h\nu_0 = g_N\mu_N B_0 \quad (1-11)$$

则氢核就会吸收电磁波的能量，由 $m = \frac{1}{2}$ 的能级跃迁到 $m = -\frac{1}{2}$ 的能级，这就是核磁共振吸收现象。式(1-11)就是核磁共振条件。为了应用上的方便，常将这一条件写成

$$\nu_0 = \left(\frac{g_N\mu_N}{h}\right)B_0, \quad \text{即 } \omega_0 = \gamma B_0 \quad (1-12)$$

2. 核磁共振信号的强度

上面讨论的是单个的核放在外磁场中的核磁共振理论。但实验中所用的样品是大量同类核的集合。如果处于高能级上的核数目与处于低能级上的核数目没有差别，则在电磁波的激发下，上下能级上的核都要发生跃迁，并且跃迁几率是相等的，其吸收的能量等于辐射的能量，因而我们就观察不到任何核磁共振信号。只有当低能级上的原子核数目大于高能级上的核数目时，吸收能量比辐射能量多，这样才能观察到核磁共振信号。在热平衡状态下，核数目在两个能级上的相对分布由玻尔兹曼因子决定，即

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{g_N\mu_N B_0}{kT}\right) \quad (1-13)$$

式中 N_1 为低能级上的核数目， N_2 为高能级上的核数目， ΔE 为上下能级间的能量差， k 为玻尔兹曼常数， T 为绝对温度。当 $g_N\mu_N B_0 \ll kT$ 时，式(1-13)可以近似写成

$$\frac{N_2}{N_1} = 1 - \frac{g_N\mu_N B_0}{kT} \quad (1-14)$$

式(1-14)说明，低能级上的核数目比高能级上的核数目略微多一点。对氢核来说，如果实验温度 $T = 300 \text{ K}$ ，外磁场强度 $B_0 = 1 \text{ T}$ ，则

$$\frac{N_2}{N_1} = 1 - 6.75 \times 10^{-6}$$

或

$$\frac{N_1 - N_2}{N_1} \approx 7 \times 10^{-6}$$

这说明，在室温下，每百万个低能级上的核比高能级上的核大约只多出 7 个。也就是说，在低能级上参与核磁共振吸收的每百万个核中只有 7 个核的核磁共振吸收未被共振辐射所抵消。所以核磁共振信号非常微弱，检测如此微弱的信号，需要高质量的接收器。

由式(1-14)可以看出，温度越高，粒子差数越小，对观察核磁共振信号越不利。外磁场 B_0 越强，粒子差数越大，越有利于观察核磁共振信号。一般核磁共振实验要求磁场强一些，其原因就在这里。

另外，要想观察到核磁共振信号，仅仅磁场强一些还不够，磁场在样品范围内还应高度均匀，否则磁场再强也观察不到核磁共振信号。造成这一现象的原因之一是，核磁共振信号由式(1-11)决定，如果磁场不均匀，则样品内各部分的共振频率不同。对某个频率的电磁波，只有少数核参与共振，结果信号被噪声所淹没，难以观察到核磁共振信号。

二、核磁共振的经典力学描述

以下从经典理论观点来讨论核磁共振问题。把经典理论核矢量模型用于微观粒子是不

严格的,但是它某些问题可以做一定的解释,虽然数值上不一定正确,但可以给出一个清晰的物理图象,帮助我们了解问题的实质。

1. 单个核的拉摩尔进动

我们知道,如果陀螺不旋转,当它的轴线偏离竖直方向时,在重力作用下,它就会倒下来。但是如果陀螺本身做自转运动,它就不会倒下而是绕着重力方向做进动,如图 1-6 所示。

由于原子核具有自旋和轨道磁矩,所以它在外磁场中的行为同陀螺在重力场中的行为是完全一样的。设核的角动量为 $\mathbf{P}$, 磁矩为 $\boldsymbol{\mu}$, 外磁场为 $\mathbf{B}$, 由经典理论可知

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B} \quad (1-15)$$

由于, $\boldsymbol{\mu} = \gamma \cdot \mathbf{P}$, 所以有

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \lambda \cdot \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B} \quad (1-16)$$

将上式写成分量的形式则为

$$\begin{cases} \frac{d\mu_x}{dt} = \gamma \cdot (\mu_y B_z - \mu_z B_y) \\ \frac{d\mu_y}{dt} = \gamma \cdot (\mu_z B_x - \mu_x B_z) \\ \frac{d\mu_z}{dt} = \gamma \cdot (\mu_x B_y - \mu_y B_x) \end{cases} \quad (1-17)$$

若设稳恒磁场为 $\mathbf{B}_0$, 且 z 轴沿 $\mathbf{B}_0$ 方向, 即 $B_x = B_y = 0$, $B_z = B_0$, 则上式将变为

$$\begin{cases} \frac{d\mu_x}{dt} = \gamma \mu_y B_0 \\ \frac{d\mu_y}{dt} = -\gamma \mu_x B_0 \\ \frac{d\mu_z}{dt} = 0 \end{cases} \quad (1-18)$$

由此可见, 磁矩分量 μ_z 是一个常数, 即磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 在 $\mathbf{B}_0$ 方向上的投影将保持不变。将式 (1-18) 的第一式再对 t 求导, 并把第二式代入其中, 有

$$\frac{d^2 \mu_x}{dt^2} = \gamma \cdot B_0 \frac{d\mu_y}{dt} = -\gamma^2 B_0^2 \mu_x$$

或

$$\frac{d^2 \mu_x}{dt^2} + \gamma^2 B_0^2 \mu_x = 0 \quad (1-19)$$

这是一个简谐运动方程, 其解为 $\mu_x = A \cos(\gamma B_0 t + \varphi)$, 由式 (1-18) 的第一式得到

$$\mu_y = \frac{1}{\gamma B_0} \frac{d\mu_x}{dt} = -\frac{1}{\gamma B_0} \gamma B_0 A \sin(\gamma B_0 t + \varphi) = -A \sin(\gamma B_0 t + \varphi)$$

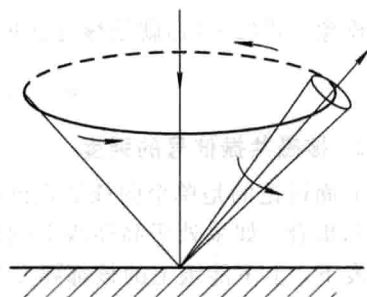


图 1-6 陀螺的进动

以 $\omega_0 = \gamma B_0$ 代入, 有

$$\begin{cases} \mu_x = A \cos(\omega_0 t + \varphi) \\ \mu_y = -A \sin(\omega_0 t + \varphi) \\ \mu_{\perp} = \sqrt{(\mu_x)^2 + (\mu_y)^2} = A = \text{常数} \end{cases} \quad (1-20)$$

由此可知, 核磁矩 μ 在稳恒磁场中的运动特点是:

- (1) 它围绕外磁场 B_0 做进动, 进动的角频率为 $\omega_0 = \gamma B_0$, 和 μ 与 B_0 之间的夹角 θ 无关;
- (2) 它在 xOy 平面上的投影 $\mu_{\perp}$ 是常数;
- (3) 它在外磁场 B_0 方向上的投影 μ_z 为常数。

其运动图像如图 1-7 所示。

现在来研究如果在与 B_0 垂直的方向上加一个旋转磁场 B_1 , 且 $B_1 \ll B_0$, 会出现什么情况。如果在垂直于 B_0 的平面内加上一个弱的旋转磁场 B_1 , B_1 的角频率和转动方向与磁矩 μ 的进动角频率和进动方向都相同, 如图 1-8 所示。这时, 核磁矩 μ 除了受到 B_0 的作用之外, 还要受到旋转磁场 B_1 的影响。也就是说, μ 除了要围绕 B_0 进动之外还要绕 B_1 进动。

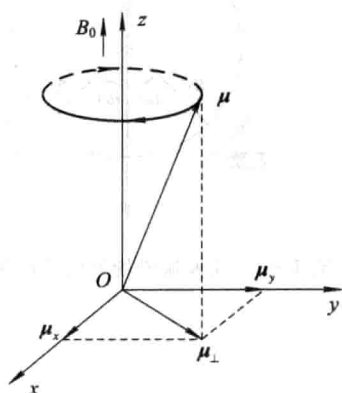


图 1-7 磁矩在外磁场中的进动

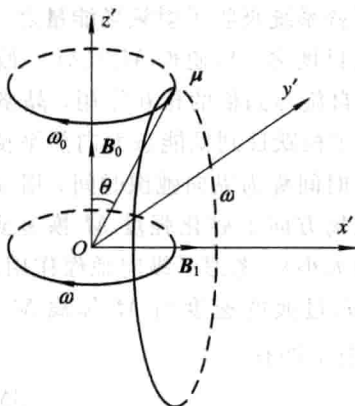


图 1-8 转动坐标系中的磁矩

由以上分析可知, μ 与 B_0 之间的夹角 θ 将发生变化。又由核磁矩的势能

$$E = -\mu \cdot B = -\mu \cdot B_0 \cos \theta \quad (1-21)$$

可知, θ 的变化意味着核的能量状态变化。当 θ 值增加时, 核要从旋转磁场 B_1 中吸收能量, 这就是核磁共振。产生共振的条件为

$$\omega = \omega_0 = \gamma B_0 \quad (1-22)$$

这一结论与量子力学得出的结论完全一致。

如果旋转磁场 B_1 的转动角频率 ω 与核磁矩 μ 的进动角频率 ω_0 不相等, 即 $\omega \neq \omega_0$, 则角度 θ 的变化不显著。平均说来, θ 角的变化为零, 原子核没有吸收磁场的能量, 因此就观察不到核磁共振信号。

2. 布洛赫方程

上面讨论的是单个核的核磁共振, 但我们在实验中研究的样品不是单个核磁矩, 而是由这些磁矩构成的磁化强度矢量 M ; 另外, 我们研究的系统并不是孤立的, 而是与周围物质有一定的相互作用的。只有全面考虑了这些问题, 才能建立起核磁共振的理论。

因为磁化强度矢量 $\mathbf{M}$ 是单位体积内核磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 的矢量和, 所以有

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B}) \quad (1-23)$$

它表明磁化强度矢量 $\mathbf{M}$ 围绕着外磁场 $\mathbf{B}_0$ 做进动, 进动的角频率 $\omega = \gamma B$; 现在假定外磁场 $\mathbf{B}_0$ 沿着 z 轴方向, 再沿着 x 轴方向加上一个射频场

$$\mathbf{B}_1 = 2B_1 \cos(\omega t) \mathbf{e}_x \quad (1-24)$$

式中, $\mathbf{e}_x$ 为 x 轴上的单位矢量, $2B_1$ 为振幅。这个线偏振场可以看做是左旋圆偏振场和右旋圆偏振场的叠加, 如图 1-9 所示。在这两个圆偏振场中, 只有当圆偏振场的旋转方向与进动方向相同时才起作用, 所以, 对于 γ 为正的系, 起作用的是顺时针方向的圆偏振场, 即

$$M_z = M_0 = \chi_0 H_0 = \frac{\chi_0 B_0}{\mu_0}$$

式中 χ_0 是静磁化率, μ_0 为真空中的磁导率, M_0 是自旋系统与晶格达到热平衡时自旋系统的磁化强度。

原子核系统吸收了射频场能量之后, 处于高能态的粒子数目增多, 易使得 $M_z < M_0$, 偏离了热平衡状态。由于自旋与晶格的相互作用, 晶格将吸收核的能量, 使原子核跃迁到低能态而向热平衡过渡。这个过渡的特征时间称为纵向弛豫时间, 用 T_1 表示(它反映了沿外磁场方向上磁化强度 M_z 恢复到平衡值 M_0 所需时间的大小)。考虑了纵向弛豫作用后, 假定 M_z 向平衡值 M_0 过渡的速度与 M_z 偏离 M_0 的程度 ($M_0 - M_z$) 成正比, 即有

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (1-25)$$

此外, 自旋与自旋之间也存在相互作用, M 的横向分量也要由非平衡态时的 M_x 和 M_y 向平衡态时的值 $M_x = M_y = 0$ 过渡, 表征这个过程的特征时间为横向弛豫时间, 用 T_2 表示。与 M_z 类似, 可以假定:

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2} \end{cases} \quad (1-26)$$

前面分别分析了外磁场和弛豫过程对核磁化强度矢量 $\mathbf{M}$ 的作用。当上述两种作用同时存在时, 描述核磁共振现象的基本运动方程为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \cdot (\mathbf{M} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{T_2} (M_x \mathbf{i} + M_y \mathbf{j}) - \frac{M_z - M_0}{T_1} \mathbf{k} \quad (1-27)$$

该方程称为布洛赫方程。式中 $\mathbf{i}$ 、 $\mathbf{j}$ 、 $\mathbf{k}$ 分别是 x 、 y 、 z 方向上的单位矢量。

值得注意的是, 式中 $\mathbf{B}$ 是外磁场 $\mathbf{B}_0$ 与线偏振场 $\mathbf{B}_1$ 的叠加。其中, $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{k}$, $\mathbf{B}_1 = B_1 \cos(\omega t) \mathbf{i} - B_1 \sin(\omega t) \mathbf{j}$, $\mathbf{M} \times \mathbf{B}$ 的三个分量是

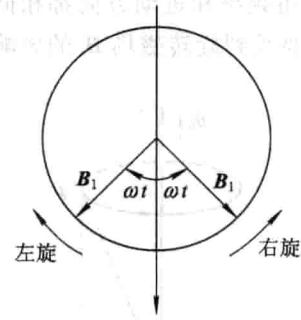


图 1-9 线偏振磁场分解为圆偏振磁场

$$\begin{cases} (M_y B_0 + M_z B_1 \sin \omega t) \mathbf{i} \\ (M_z B_1 \cos \omega t - M_x B_0) \mathbf{j} \\ (-M_x B_1 \sin \omega t - M_y B_1 \cos \omega t) \mathbf{k} \end{cases} \quad (1-28)$$

这样布洛赫方程写成分量形式即为

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = \gamma \cdot (M_y B_0 + M_z B_1 \sin \omega t) - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} = \gamma \cdot (M_z B_1 \cos \omega t - M_x B_0) - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} = -\gamma \cdot (M_x B_1 \sin \omega t + M_y B_1 \cos \omega t) - \frac{M_z - M_0}{T_1} \end{cases} \quad (1-29)$$

在各种条件下来解布洛赫方程，可以解释各种核磁共振现象。一般来说，布洛赫方程中含有 $\cos \omega t$ 、 $\sin \omega t$ 这些高频振荡项，解起来很麻烦。如果我们能对它做坐标变换，把它变换到旋转坐标系中去，解起来就容易得多。

旋转坐标系示意图如图 1-10 所示，取新坐标系 $x'y'z'$ ， z' 与原来的实验室坐标系中的 z 重合，旋转磁场 B_1 与 x' 重合。显然，新坐标系是与旋转磁场以同一频率 ω 转动的旋转坐标系。图中 $M_{\perp}$ 是 M 在垂直于恒定磁场方向上的分量，即 M 在 xOy 平面内的分量。设 μ 和 v 是 $M_{\perp}$ 在 x' 和 y' 方向上的分量，则

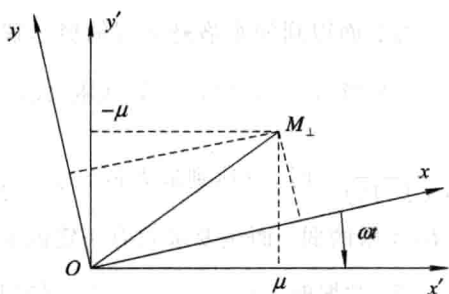


图 1-10 旋转坐标系示意图

$$\begin{cases} M_x = \mu \cos \omega t - v \sin \omega t \\ M_y = -v \cos \omega t - \mu \sin \omega t \end{cases} \quad (1-30)$$

把它们代入式(1-29)，即得

$$\begin{cases} \frac{d\mu}{dt} = -(\omega_0 - \omega)v - \frac{\mu}{T_2} \\ \frac{dv}{dt} = (\omega_0 - \omega)\mu - \frac{v}{T_2} - \gamma B_1 M_z \\ \frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} + \gamma B_1 v \end{cases} \quad (1-31)$$

式中 $\omega_0 = \gamma B_0$ ，上式表明 M_z 的变化是 v 的函数而不是 μ 的函数，而 M_z 的变化表示核磁化强度矢量的能量变化，所以 v 的变化反映了系统能量的变化。

从式(1-31)可以看出，它们已经不包括 $\cos \omega t$ 、 $\sin \omega t$ 这些高频振荡项了。但要严格求解仍是相当困难的，通常是根据实验条件来进行简化。如果磁场或频率的变化十分缓慢，则可以认为 μ 、 v 、 M_z 都不随时间发生变化， $\frac{d\mu}{dt} = 0$ ， $\frac{dv}{dt} = 0$ ， $\frac{dM_z}{dt} = 0$ ，即系统达到稳定状态，此时上式的解称为稳态解，解的形式如下：

$$\begin{cases} \mu = \frac{\gamma B_1 T_2^2 (\omega_0 - \omega) M_0}{1 + T_2^2 (\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \\ v = \frac{\gamma B_1 M_0 T_2}{1 + T_2^2 (\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \\ M_z = \frac{[1 + T_2^2 (\omega_0 - \omega)^2] M_0}{1 + T_2^2 (\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \end{cases} \quad (1-32)$$

根据式(1-32)中前两式可以画出 μ 和 v 随 ω 而变化的函数关系曲线。根据曲线知道, 当外加旋转磁场 B_1 的角频率 ω 等于 M 在磁场 B_0 中的进动角频率 ω_0 时, 吸收信号最强, 即出现共振吸收现象。

3. 结果分析

由上面得到的布洛赫方程的稳态解可以看出, 稳态共振吸收信号有几个重要特点:

(1) 当 $\omega = \omega_0$ 时, v 值为极大, 可以表示为 $v_{\text{极大}} = \frac{\gamma B_1 T_2 M_0}{1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}$ 。可见, $B_1 = \frac{1}{\gamma \cdot (T_1 T_2)^{1/2}}$ 时, v 达到最大值 $v_{\text{max}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} M_0$ 。由此表明, 吸收信号的最大值并不是要求 B_1 无限的弱, 而是要求它有一定的大小。

(2) 共振时, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega = 0$, 则吸收信号的表示式中包含有 $S = \frac{1}{1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2}$ 项。也就是说, B_1 增加时, S 值减小, 这意味着自旋系统吸收的能量减少, 相当于高能级部分地被饱和, 所以人们称 S 为饱和因子。

(3) 实际的核磁共振吸收不是只发生在由式(1-11)所决定的单一频率上, 而是发生在一定的频率范围内, 即谱线有一定的宽度。通常把吸收曲线半高度的宽度所对应的频率间隔称为共振线宽。由弛豫过程造成的线宽称为本征线宽。外磁场 B_0 不均匀也会使吸收谱线加宽。由式(1-32)可以看出, 吸收曲线半宽度为

$$\omega_0 - \omega = \frac{1}{T_2 (1 - \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2^{1/2})} \quad (1-33)$$

可见, 线宽主要由 T_2 决定, 所以横向弛豫时间是线宽的主要参数。

三、仪器与装置

核磁共振实验仪主要包括磁铁及调场线圈、探头与样品盒、边限振荡器、磁场扫描电源、频率计及示波器。

核磁共振实验装置如图 1-11 所示。

1. 磁铁

磁铁的作用是产生稳恒磁场 B_0 , 它是核磁共振实验装置的核心, 要求能够产生尽量强的、非常稳定的、非常均匀的磁场。这是因为: 首先, 强磁场有利于更好的观察核磁共振信号; 其次, 磁场空间分布均匀性和稳定性越好则核磁共振实验仪的分辨率越高。核磁共振实验装置中的磁铁有三类: 永久磁铁、电磁铁和超导磁铁。永久磁铁的优点是不需要磁铁电源和冷却装置, 运行费用低, 而且稳定度高。电磁铁的优点是通过改变励磁电流可以在较大范围内改变磁场的大小。但为了产生所需要的磁场, 电磁铁需要很稳定的大功率直流