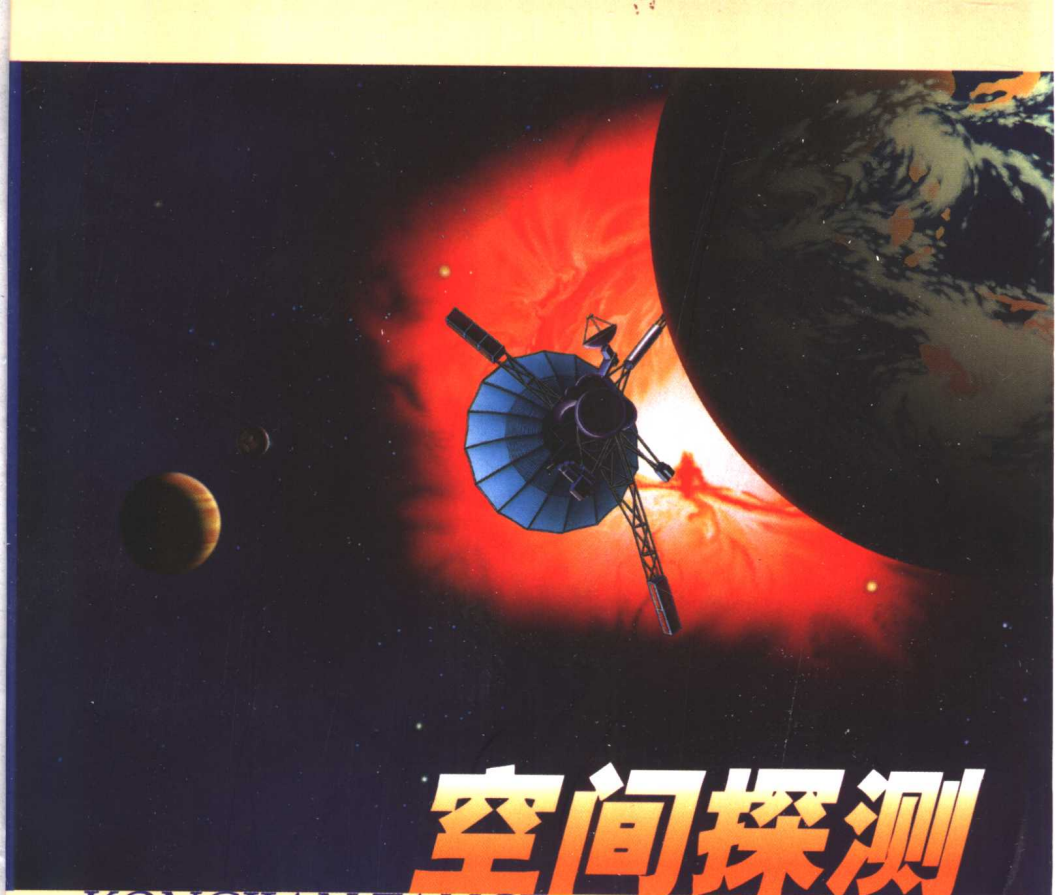




空间探测

KONGJIAN TANCE

■ 焦维新 编著

北京大学出版社

空 间 探 测

焦维新 编著

北 京 大 学 出 版 社
北 京

图书在版编目(CIP)数据

空间探测/焦维新编著. —北京:北京大学出版社, 2002. 8

ISBN 7-301-04587-5

I. 空… II. 焦… III. 空间探测仪器-使用 IV. P412.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2002)第 060738 号

书 名: 空间探测

著作责任者: 焦维新 编著

责任编辑: 王 艳

标准书号: ISBN 7-301-04587-5/P·0049

出版者: 北京大学出版社

地 址: 北京市海淀区中关村北京大学校内 100871

网 址: <http://cbs.pku.edu.cn>

电 话: 出版部 62754462 发行部 62754140 编辑部 62752021

电子信箱: zpup@pup.pku.edu.cn

印刷者: 北京大学印刷厂

发 行 者: 北京大学出版社

经 销 者: 新华书店

850×1168 32 开本 13.5 印张 342 千字

2002 年 8 月第 1 版 2002 年 8 月第 1 次印刷

定 价: 22.00 元

内 容 简 介

本书对空间探测的基本原理和方法作了比较全面系统的论述。全书共三篇、十章。第一篇是基本探测仪器,包含四章,分别介绍了空间探测用的磁强计、质谱仪、光谱仪等探测仪器的基本原理。第二篇是地球空间探测,包括空间对地观测、中高层大气探测、电离层和磁层探测等四章。第三篇为太阳观测和太阳系探索,介绍了太阳观测的新方法和新技术,行星探测的方式、方法,以及有代表性的探测飞船。

本书突出特点是内容新、系统,反映了当前国际空间探测的最新成果和发展趋势。涉及的探测对象从微观粒子到宏观星体,内容从探测仪器到探测方法,可使读者对空间探测的现状和未来、方法和技术有全面的了解。

该书不仅具有科学性,而且具有相当的实用性和可读性,可作为空间物理学、空间环境学、天文学、空间遥感、航天工程学和国防院校相关专业本科生、研究生的教材,也可供空间科学、天文学、大气科学、宇航学、卫星应用部门、飞行器设计部门、空间武器系统与运用工程等相关研究人员、工程技术人员参考。

目 录

第一篇 基本探测仪器

第一章 磁场测量仪器	(1)
1.1 旋进式核子磁力仪	(1)
1.2 光泵磁强计	(4)
1.3 磁通门磁强计	(11)
1.4 探测线圈磁强计	(15)
参考文献	(16)
第二章 质谱计	(17)
2.1 四极质谱计	(17)
2.2 射频质谱计	(33)
2.3 飞行时间质谱计	(38)
参考文献	(42)
第三章 光谱仪	(43)
3.1 光谱仪的基本构成和指标	(44)
3.2 光栅光谱仪	(51)
3.3 晶体光谱仪	(58)
3.4 傅里叶变换红外光谱仪	(61)
3.5 法布里-珀罗干涉仪	(64)
参考文献	(67)
第四章 粒子辐射探测器	(68)
4.1 空间粒子辐射环境及粒子探测原理	(68)
4.2 基本探测器部件	(76)
4.3 飞行时间粒子探测技术	(90)

4.4 低能粒子探测器	(97)
4.5 中能粒子探测器	(102)
4.6 高能粒子探测器	(105)
4.7 空间 X 射线、 γ 射线探测	(119)
参考文献	(136)

第二篇 地球空间探测

第五章 空间对地观测	(139)
-------------------------	-------

5.1 概述	(139)
5.2 遥感基础	(140)
5.3 主要的空间对地观测系统	(156)
参考文献	(169)

第六章 中高层大气探测	(170)
--------------------------	-------

6.1 中高层大气基本参数直接测量	(170)
6.2 中高层大气紫外遥感测量	(187)
6.3 中高层大气红外遥感	(193)
6.4 中高层大气微波遥感	(212)
参考文献	(215)

第七章 电离层探测	(217)
------------------------	-------

7.1 遥感探测	(217)
7.2 探针方法	(226)
7.3 阻滞势分析器	(244)
7.4 粒子谱仪	(250)
参考文献	(271)

第八章 磁层与电离层中电场与等离子	
--------------------------	--

体波的探测	(273)
--------------------	-------

8.1 磁层与电离层中电场的测量	(273)
8.2 等离子体波测量	(290)
8.3 卫星电位测量与控制技术	(305)

8.4 磁层整体成像技术	(312)
参考文献	(324)

第三篇 太阳观测与太阳系探索

第九章 太阳观测	(326)
9.1 引言	(326)
9.2 日震技术	(329)
9.3 日冕观测	(348)
9.4 太阳耀斑观测	(358)
9.5 太阳磁场测量	(362)
参考文献	(367)
第十章 太阳系探索	(368)
10.1 引言	(368)
10.2 行星际飞行器轨道	(373)
10.3 类地行星探测	(383)
10.4 类木行星探测	(396)
10.5 彗星与小行星探测	(413)
参考文献	(421)

第一篇 基本探测仪器

第一章 磁场测量仪器

空间科学研究的磁场,主要涉及地磁场、地球以外的行星磁场、行星际磁场和太阳磁场。地磁场可分为两大部分:一部分是来源于固体地球内部的稳定磁场,另一部分是来源于地球外部各种电流系的外部磁场。稳定磁场最强,在地球表面极区最强处约为 65 000 nT,赤道最弱处约为 24 000 nT。地球以外各行星磁场差别很大,从几纳特斯拉到几百纳特斯拉。行星际磁场是进入行星际空间的太阳等离子体携带的场,其强度为几纳特斯拉至十几纳特斯拉。太阳磁场随时间和空间变化很大,最强的磁场可达 1.5×10^8 nT。从探测手段上来说,太阳磁场只能通过遥感方式测量,而其他类型的磁场可就地测量。由此看出,空间科学所研究的磁场变化范围很大,因而相应的磁场测量仪器种类也较多。本章主要介绍在空间探测中用得最广泛的旋进式核子磁力仪、光泵磁强计、磁通门磁强计以及探测线圈磁强计。太阳磁场测量将在第九章介绍。

1.1 旋进式核子磁力仪

旋进式核子磁力仪(proton precession magnetometer)是标量仪器,它的测量精度主要依赖于一些基本物理常数的确定和仪器中标准频率的稳定性,因此具有很高的准确度,一般作为绝对测量仪器。

1.1.1 工作原理

具有自旋磁矩 μ 和自旋角动量 P 的质子, 在磁场 B_T 的作用下, 将产生一个以 B_T 方向为轴的拉莫尔进动, 如图 1-1 所示. 根据

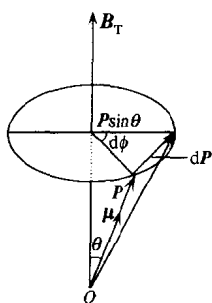


图 1-1 质子作旋进运动

角动量定理,

$$\frac{dP}{dt} = \mu \times B_T, \quad (1-1-1)$$

或

$$dP = \mu B_T \sin \theta dt,$$

θ 是 μ 与 B_T 之间的夹角. 由图 1-1 可得到

$$dP = P \sin \theta d\phi,$$

故有

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\mu}{P} B_T.$$

因 $\omega = d\phi/dt$, 若令

$$\gamma_p = \mu/P,$$

则有

$$\omega = \gamma_p B_T, \quad (1-1-2)$$

这里 ω 是质子以 B_T 为轴的旋进角频率; γ_p 是质子的旋磁比, 即质子自旋磁矩 μ 与自旋角动量 P 之比, 它是一常数, 对质子而言, 在真空中,

$$\gamma_p = 267\,522\,212\,\text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}.$$

因 $\omega = 2\pi f$, 所以有

$$B_T = \frac{2\pi}{\gamma_p} f = 23.4866 f, \quad (1-1-3)$$

此处 B_T 的单位是 nT, f 是质子的旋进频率. 此式表明, 磁场的大小与质子的旋进频率 f 成正比. 这种简单的正比关系, 就把对磁场的测量转化为对质子旋进频率 f 的测量.

质子旋进时, 在它周围所形成的磁场是交变磁场. 若将含有质子的液体盛于容器中, 且将此容器置于一线圈内, 如图 1-2 所示, 则质子旋进产生的交变磁场在线圈内将感应出频率与旋进频率相

同的电动势,但这个电动势非常微弱.若在线圈中先通以电流,在线圈轴向产生 10^6 nT 的强磁场,此磁场使容器内大量磁矩沿线圈轴向定向排列(称为极化).然后切断电流,则在磁场 B_T 作用下,质子将绕磁场方向作同步旋进,产生可供测量的电动势.由以上分析可知,质子的极化与质子的同步旋进是两个不连续的过程,故旋进式核子磁力仪对磁场的测量也是不连续的.

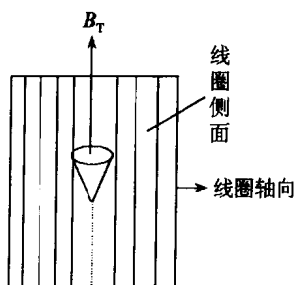


图 1-2 同步旋进原理

1.1.2 主要误差源

1. 液体种类及容器形状

在实际应用中,富含质子的液体主要是蒸馏水、航空汽油等.在水中,质子旋进时不是完全自由的,它们受水分子及水中其他所有分子抗磁性(或顺磁性)偶极子屏蔽效应的影响.在球形容器的水中,旋磁比

$$\gamma_p = 267\,515\,255.81 \text{ s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}. \quad (1-1-4)$$

在大约 50 000 nT 的地磁场中,水分子的效应相当于 1.28 nT 的磁偏移.对短柱形或喇叭形容器,校正量约为百万分之三,即在上述地磁场中,由非球形容器引入 0.15 nT 磁偏移.容器形状或消磁偏移随外磁场方向稍有变化,因为非球形容器的消磁因素随外磁场方向变化.其他富含质子液体的固定磁偏移与水不同,因此,为了获得 0.1 nT 的绝对精度,必须用水为液体的磁强计标定这些磁强计.

2. 飞船自旋引入旋进频率的误差^[1]

质子总在内框架上旋进,信号线圈的任何旋转都将产生频率偏移,在确定磁场中引入误差.如果平台以角速度 Ω 旋转,因旋转造成的修正量在 $\pm\Omega/\gamma_p$ 之间,且取决于 B_T 和 Ω 间的夹角.若转速为 $15^\circ/\text{s}$,则平台将产生 1 nT 的磁偏移,这可以通过监测姿态加以修正.但对大的不规则变化,则难以获得低于 1 nT 的精度.

其他误差源还包括传感器的磁杂质,它将在传感器中附加一个固定的矢量场,在高精度仪器中必须仔细检验和测试.

旋进式核子磁力仪是全向的,即对所有方向的地磁场都能给出可靠的读数.另外,由于其测量精度主要取决于常数的确定和频率标准的稳定性,因而可获得比较高的准确度,一些矢量磁强计一般都用它进行标定.

1.2 光泵磁强计

光泵磁强计(optical pumping magnetometer)是根据塞曼(Zeeman)效应产生的磁精细能级间隔与被测磁场成正比,通过射频场将光抽运到高能级的原子产生感应辐射,获得核磁共振信号,从而测量磁场强度的一种装置.

光泵磁强计灵敏度高,它能以较高的准确度测量 $0.1\sim 100\text{ nT}$ 左右的弱磁场;此外,它还具有信噪比大、量程宽、耐震性好、无严格定向、能对弱磁场进行绝对测量和在运动条件下做快速连续测量等特点,所以自 20 世纪 60 年代以来,在地球物理、空间物理、军事工程以及生物磁学等领域得到广泛应用.

光泵磁强计按其工作原理可分为共振磁强计和增量共振磁强计;按工作物质可分为氦气磁强计和碱金属(蒸汽)磁强计;按探测物质原子共振的电子线路可分为自动跟踪(即锁相)型和自激振荡型磁强计.本书以自动跟踪型氦气磁强计为例,介绍其结构和基本原理.

1.2.1 工作原理

光泵磁强计的物理基础是原子的塞曼效应,所以我们依次介绍一些有关概念,以阐明这种测磁方法的基本原理。

1. 原子的能级、精细结构和塞曼效应

由于在原子内部运动的电子只具有某些不连续的能量值,因而整个原子的内能也是不连续的,只能取某些分立值 $E_1, E_2, \dots, E_n$, 即具有不同的能级. 每一种原子都具有自己的独特能级。

原子的价电子除了绕核做轨道运动之外,其本身还做自旋运动,因而具有磁矩,并且在原子中电子的轨道运动与自旋运动之间存在磁相互作用,磁矩产生微小的附加能量. 这样,能级发生分裂,形成精细结构。

如果外加恒定磁场作用于原子系统,原子磁矩与外磁场相互作用,使以 J 标志的原子精细能级分裂成 $(2J+1)$ 个子能级,这种现象称为塞曼效应。

以氢原子为例,当外磁场为零时,它有两组不同的态:一组是单态,称为仲氢;另一组为三重态,称为正氢. $1s_0$ 是氢原子的最低能级状态,称为基态. 2^3s_1 是正氢的最低能级状态,称为亚稳态. 若外磁场不为零,氢原子在外磁场的作用下能级要发生分裂,对同一个 J (氢原子的电子总角动量量子数)值的能级要分裂成 $(2J+1)$ 个子能级,使得具有一定能量的定态得到一附加能量 E_{m_j} , 如图 1-3 所示. 图中的 m_j 是氢原子的磁量子数,有 $m_j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$, 即 m_j 有 $(2J+1)$ 个值,它表示子能级的能级状态. 若氢原子的电子总磁矩为 μ_j , 则附加能量

$$\Delta E_{m_j} = -\mu_j \cdot B_T = -\mu_j B_T \cos \alpha, \quad (1-2-1)$$

其中 B_T 是外磁场, α 是 μ_j 与 B_T 的夹角. 如 B_T 取 z 轴方向,则

$$\Delta E_{m_j} = -\mu_{jz} B_T, \quad (1-2-1)$$

μ_{jz} 为 μ_j 在 z 轴上的投影. 因

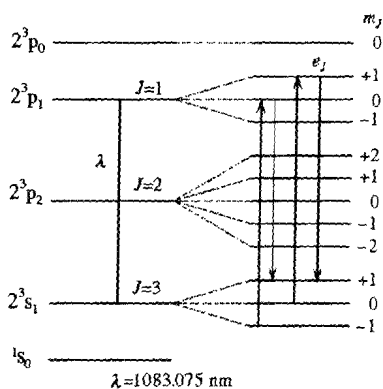


图 1-3 正氢能级及光学取向示意图

$$\mu_{Jz} = g_J \mu_B m_J, \quad (1-2-2)$$

故

$$\Delta E_{m_J} = -g_J \mu_B m_J B_T, \quad (1-2-3)$$

式中的 $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$, 称为玻尔磁子; g_J 是氢原子的朗德因子, 且

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + s(s+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}, \quad (1-2-4)$$

(1-2-4)式中的 s 是氢原子总自旋量子数, L 为其总轨道量子数. (1-2-3)式是氢原子塞曼能级能量的表达式. 由此式不难算出用同一 J 值所标志的相邻两个塞曼子能级之间的能量差 ΔE :

$$\Delta E = \pm g_J \mu_B B_T. \quad (1-2-5)$$

因 μ_B 为常数, 而用同一个 J 表示的塞曼能级中 g_J 也是常数, 故相邻两个塞曼子能级之间的能量差与磁场成正比, 光泵磁强计就是基于这个关系而设计的.

2. 能量差 ΔE 与跃迁频率 f_0 的关系

(1-2-5)式虽给出了 ΔE 与 B_T 之间的关系, 但 ΔE 是无法直接测量的. 我们可利用氢原子正氢亚稳态 2^3S_1 中相邻两个塞曼子能级之间的跃迁来观测 ΔE , 则其跃迁频率 f_0 应满足玻尔频率条件, 即

$$\Delta E = hf_0, \quad (1-2-6)$$

式中 $h = 6.626\,068\,76 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ 是普朗克常数. 将此结果代入 (1-2-5) 式, 有

$$f_0 = \frac{g_J \mu_B}{h} B_T, \quad (1-2-7)$$

上式只取正号是因为在子能级之间的跃迁是以受激跃迁为主, 自发发射可以忽略.

因为氮的 3s_1 原子态的总轨道量子数 $L=0$, 总自旋量子数 $s=1$, 总角动量量子数 $J=L+s=1$, 由 (1-2-4) 式可以算出 $g_J=2$, 故 (1-2-7) 式可写成

$$f_0 = 2.799\,247 \times 10^6 B_T. \quad (1-2-8)$$

3. 光抽运原理

根据 (1-2-8) 式, 磁场测量问题可归结为相邻两塞曼子能级间跃迁频率 f_0 的测量. 但在一般情况下, 相邻两塞曼子能级间粒子数的差别较小, 跃迁信号很微弱, 难于准确测量 f_0 . 因此, 为了提高测量精度, 通常采用光抽运的方法使能级间的粒子数分布发生反转.

利用光能将原子集中到一定能级上的过程称光泵. 原子在某能级上的集中称为原子的光学取向. 仍以氮为例, 如图 1-3 所示, 当用波长 $\lambda=1083.075 \text{ nm}$ (相当于从 2^3s_1 到 2^3p_1 的跃迁频率) 的右旋圆偏振光照射氮时, 则原来处于亚稳态的 2^3s_1 氮原子必被激发而跃迁至 2^3p_1 态. 不过在右旋圆偏振光的照射下, 从 2^3s_1 态跃迁到 2^3p_1 态的原子要遵从 $\Delta m_J=1$ 的选择定则. 这就是说, 处在 2^3s_1 态 $m_J=-1$ 的子能级上的原子, 可以被激发到 2^3p_1 态 $m_J=0$ 子能级上, 2^3s_1 态 $m_J=0$ 的原子也可被激发到 2^3p_1 态 $m_J=1$ 子能级上, 而 2^3s_1 态中的 $m_J=1$ 的原子由于选择定则的限制不能被激发到 2^3p_1 上.

被激发到 2^3p_1 态上的原子, 只能在 2^3p_1 态停留约 10^{-8} s , 又以大约相等的概率跃回到 2^3s_1 态的所有子能级上, 当然也要跃迁到

2^3s_1 态 $m_j=1$ 的子能级上. 不难设想, 经过一定时间 τ_p (光泵时间) 之后, 2^3s_1 态中的原子有可能全部集中于 $m_j=1$ 子能级上, 即实现了氮原子的光学取向. 此时系统对波长为 1083. 075 nm 光的能量吸收减弱, 从而使整个原子系统有较多的原子处于高能级.

光抽运的结果, 可使 $J=1$ 、而 $m_j=+1$ 和 $m_j=0$ 这两个相邻塞曼子能级间的粒子数差增加约 3 个量级.

4. 光检测原理^[2]

上面已经说明, 在抽运光的作用下, 氮原子亚稳态 $J=1, m_j=1$ 和 $J=1, m_j=0$ 两个塞曼子能级的粒子数差可以大大增加. 但是, 由于样品中原子数密度太低, 所以若通过微波检测来观察共振时微波功率改变的话, 信号强度仍然很弱. 但若采用下面的光检测方法, 信号强度可以大大提高.

光检测原理是这样的: 当 $m_j=0$ 和 $m_j=-1$ 两个塞曼子能级被抽空以后, 氮原子气体就不再吸收抽运光了. 也就是说, 当抽运光刚开始照到氮吸收室时就会被氮吸收, 但一旦 $m_j=0$ 和 $m_j=-1$ 两个塞曼子能级被抽空, 则不再被吸收, 即达到平衡后, 氮吸收室对抽运光是透明的. 这时如果在垂直于磁感应强度 B_T 和光的传播方向上加一个射频电磁场, 其频率等于精细结构塞曼子能级间的跃迁频率, 由于射频场同已取向的原子磁矩相互作用, 造成去取向, 从而使 2^3s_1 态中 $m_j=1$ 精细子能级上的原子产生受激辐射, 又重新使精细能级上的原子数变成大致相等, 于是 2^3s_1 到 2^3p_1 的吸收跃迁又恢复到对 1083. 075 nm 光吸收较强的情况. 所以, 调节射频场的频率, 通过光量最小时的频率 f_0 就相当于精细子能级的间隔, 并和被测磁感应强度成正比. 因此, 可以通过检测氮吸收室的透射光强来检测磁共振, 这就是所谓光检测.

由于辐射一个射频量子能量必然对应吸收一个光量子的能量, 所以光检测的灵敏度比射频检测的灵敏度要大为提高, 提高的倍数为光频与射频之比, 约为 6×10^4 倍. 由此可见, 光抽运和光检测两种方法结合起来可使信号强度增加约 6×10^7 倍.

1.2.2 测量方法

为了实现磁共振的光学检测,通常有两种方法:自动跟踪法和自激振荡法.下面以自动跟踪法为例,说明光泵磁强计的工作过程.

自动跟踪法是通过吸收室透明度的变化来检测磁共振的方法.图 1-4 为测量原理方框图.图 1-5 为探头结构示意图^[3].

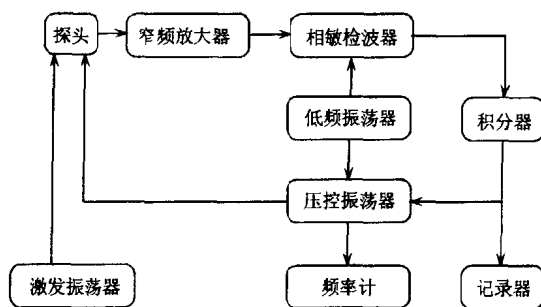


图 1-4 光泵磁强计测量原理方框图

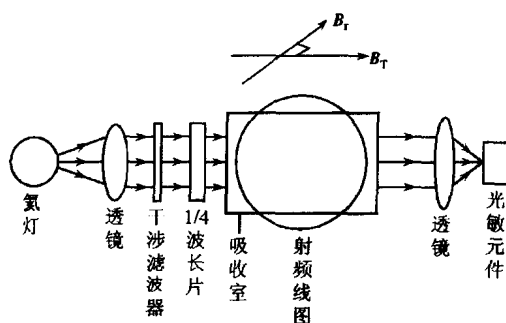


图 1-5 光泵磁强计探头结构示意图

从无极放电氦灯发出的单色光($\lambda=1083.075\text{ nm}$)经透镜变成平行光,再经过干涉滤波器变成偏振光,然后经 $1/4$ 波片变成

右旋圆偏振光而进入吸收室,把吸收室内的氦原子由 2^3s_1 态激发到 2^3p_1 态.光线通过吸收室后,经透镜聚焦于光敏元件而形成光电流,输入到窄频放大器.光学系统的光轴大致平行于磁场 B_T ,射频线圈产生的射频磁场 B_r 垂直于磁场 B_T .

低频振荡器一方面向相敏检波器提供一参考电压,另一方面给压控振荡器一低频调制信号.

当光通过吸收室时,一部分光被位于 2^3s_1 态的氦吸收了,使得在 2^3s_1 态的一些塞曼子能级原子被激发到 2^3p_1 态.对于右旋圆偏振光,如上所述,则 2^3s_1 态中的 $m_J = +1$ 能级的原子数变多,经过一段时间达到动态平衡,在饱和状态时,吸收变得最小,这时达到光敏元件的光强最大.

当垂直于待测磁场的射频场频率等于共振频率时,即压控振荡器的频率满足 $f_1 = f_0 = 2.799\,247 \times 10^6 B_T$ 时,系统会产生感应辐射,使塞曼精细能级的原子又回到原状态,光抽运过程重新开始,这时 λ 波长的光被大量吸收,从而透射光的光强将会减弱,当到达光敏元件上的光强减到最小时,测出这时的共振频率,就可根据(1-2-8)式求出待测磁场.

由于磁场的变化要引起共振频率 f_0 的变化,因此要求压控振荡器输出的频率作相应的改变,使它能跟上 f_0 的变化.如果压控振荡器的频率 $f_1 < f_0$,则当 f_1 受低频调制信号 f_m 的作用做周期摆动时,可使输出的光学信号 I_{z1} 与 f_m 同相位.该信号经选频放大器放大后加到相敏检波器上,此时相敏检波器要输出一正直流电压.此电压通过积分器加到压控振荡器上,使压控振荡器的频率 f_1 变为 f_0 .如果压控振荡器的频率 $f_2 > f_0$,则当 f_2 受 f_m 的作用做周期摆动时,输出的光学信号 I_{z2} 必与 f_m 反相位.该信号将引起相敏检波器输出一负直流电压,此电压使 f_2 减小到 f_0 .如压控振荡器的频率 $f_1 = f_0$,由图 1-6 可以看出光学信号 I_{z0} 的频率是 f_m 的 2 倍,因放大器是一选频放大器,可以阻止二次谐波通过,故相敏检波器输出为零,从而使得压控振荡器的频率停在 f_0 上不变.