

空间探测仪器原理与方法

PB20xxxxxx, PB2107xxxx

2022、2023 秋

目录

第一部分 直接探测手段	1
第一章 粒子探测	2
1.1 带电粒子与物质相互作用	2
1.1.1 电离	2
1.1.2 辐射	4
1.2 射线与物质的相互作用	7
1.2.1 光电效应	7
1.2.2 康普顿效应	7
1.2.3 电子对效应	8
1.3 气体探测器	8
1.3.1 气体探测器的原理	8
1.3.2 气体电离室	10
1.3.3 正比计数器	12
1.3.4 GM 探测器	12
1.4 半导体探测器	13
1.4.1 半导体探测器原理	13
1.4.2 半导体探测器探测粒子能量	14
1.4.3 半导体探测器鉴别粒子种类	15
1.5 闪烁体探测器	16
1.5.1 闪烁体探测器的工作原理	16
1.5.2 闪烁体探测器的组成	16
1.5.3 闪烁体探测器的应用	17
1.6 相对论高能粒子探测	18
1.6.1 切伦科夫辐射的特征	18
1.6.2 高能粒子探测器	19
1.7 低能粒子探测	20
第二章 质谱探测	21
2.1 磁偏转质谱仪	21
2.2 四极质谱仪	22
2.3 射频质谱仪	23
2.4 飞行时间质谱仪 (TOF)	24

第三章 磁场探测	25
3.1 旋进式核子磁力仪	25
3.2 光泵磁强计	26
3.3 磁通门磁强计	27
第四章 光谱探测	29
4.1 概念	29
4.2 光栅	29
4.2.1 光栅原理	29
4.2.2 主要参数	31
4.3 法布里 - 珀罗 (FP) 干涉仪	32
第二部分 间接探测手段	34
第五章 红外/微波遥感探测	35
5.1 基本术语	35
5.2 辐射定律	35
5.2.1 Planck 定律	35
5.2.2 Stefan-Boltzmann 定律	35
5.2.3 Wien 位移定律	36
5.3 大气吸收和辐射	36
5.3.1 谱线加宽	36
5.3.2 Lambert-Beer (朗伯-比尔) 定律	36
5.3.3 光谱吸收率和透过率	37
5.3.4 太阳辐射	37
5.3.5 大气吸收	37
5.4 非散射大气传输方程	37
5.4.1 Schwarzschild 方程	37
5.4.2 平面平行大气的传输方程	38
5.5 大气温度垂直遥感	38
5.6 大气温度的微波遥感	40
第六章 无线电遥感探测	41
6.1 等离子体的电磁性质	41
6.2 等离子体中色散关系	42
第三部分 空间探测资料分析	44
第七章 CME 的观测和建模	45
7.1 空间天气与 CME 简介	45
7.2 CME 的空间观测	45
7.2.1 日冕仪观测概述	45
7.2.2 地基观测	46

7.2.3	卫星观测	47
7.3	CME 的动力学特性	47
7.4	CME 的形态学特性	47
7.5	CME 的三维几何模型	48
7.6	CME 的数值模型	48
第八章	CME 的行星际效应	49
8.1	地磁暴	49
8.2	背景太阳风磁场与地磁暴	49
8.3	CME 的行星际伴生物	49
8.3.1	ICME	49
8.3.2	磁云 MC	49
8.3.3	多重磁云	50
8.4	行星际激波	50
8.5	太阳-行星际-地球关系链	50
8.5.1	日地关系链	50
8.6	向地 CME 和日面源区的分析研究	51
8.6.1	CME 观测的漏失率	51
8.6.2	CME 的偏转传播	51
第九章	IDL 语言处理	52

第一部分

直接探测手段

第一章 粒子探测

粒子能量：主要是粒子的动能，eV。

粒子通量：单位时间穿过单位面积的粒子数目， $(\text{cm}^2 \cdot \text{s})^{-1}$ 。

粒子强度：

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{全向强度：单位时间穿过单位球面的粒子数目，} (\text{cm}^2 \cdot \text{s})^{-1}。 \\ \text{方向强度：单位时间单位立体角内沿法向穿过单位面积的粒子数目，} \\ \quad (\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{Sr})^{-1}。 \\ \text{微分强度：能量在 } E_0 \sim (E_0 + dE) \text{ 范围内的粒子强度。} \\ \text{积分强度：能量超过 } E_0 \text{ 的粒子强度。} \end{array} \right.$$

1.1 带电粒子与物质相互作用

利用带电粒子与物质之间的相互作用是粒子探测的主要方法，主要有**电离**和**辐射**这两种形式。

1.1.1 电离

带电粒子进入探测器工作物质中会使工作物质原子或分子产生电离，同时带电粒子的能量损失。带电粒子在单位距离工作物质上损失的能量称为**电离损失**，其计算公式为

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 N Z}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) \quad (1.1)$$

其中各参数指标表示：入射粒子的质量 M ，电荷 ze ，能量 E ，速度 v ；工作物质的原子序数 Z ，数密度 N ；电子的质量 m_e ，电荷 e ；电离阈值能量（电离常数） I 。

证明. 考虑非相对论情况，假设 $E \gg$ 靶电子结合能， $v \gg$ 电子速度。

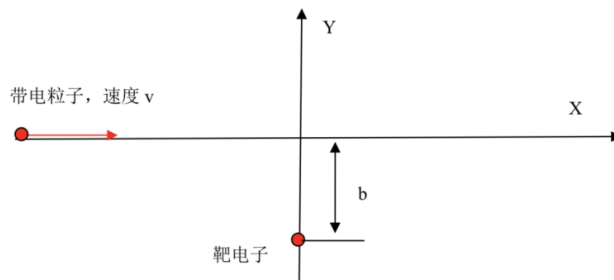


图 1.1: 电离作用的原理-单个靶电子

考虑单个靶电子的情况。设 $r = \sqrt{x^2 + b^2}$, x 为入射粒子与靶电子在 x 方向上的距离, 有粒子与电子之间的库仑力:

$$f = -\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

在总体靶电子对称分布的情况下, 入射粒子的运动方向不发生偏转, 整个运动过程中仅有 y 方向上的库仑力做功。入射粒子的动量损失和能量损失为

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} f dt = \int_{-\infty}^{\infty} f_y dt = - \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \frac{b}{r} \cdot \frac{dx}{v} = -\frac{2ze^2}{4\pi\epsilon_0 bv^2}$$

$$\Delta E = -\frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = -\frac{2ze^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v b^2}$$

对于总的工作介质, 等效于若干靶电子的总体效应。在一个半径为 b , 厚度为 db , 高度为 dx 的圆环柱范围中, 电子的总数

$$dN_b = NZ \cdot 2\pi b \cdot db \cdot dx$$

该圆环中的电子产生的入射粒子能量损失

$$(\Delta E)_{\text{总}} = \int_b \int_x \Delta E \cdot dN_b$$

即总的电离损失

$$-\frac{dE}{dx} = \int_b \frac{2ze^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2 b^2} \cdot NZ \cdot 2\pi b db = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \cdot \ln\left(\frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}}\right)$$

结合此前求得的 ΔE 表达式可发现, 求解 b_{min} 与 b_{max} 的关键在于找到电子获得最大和最小能量的情况。

当电子获得的能量超过电离阈值 I 时才能产生电离效应, 即 $-\Delta E \geq I$, 此时有

$$b_{\text{max}} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 v} \cdot \sqrt{\frac{2}{m_e I}}$$

假设电子能够获得的最大能量为 T_{max} , 此时有

$$b_{\text{min}} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 v} \cdot \sqrt{\frac{2}{m_e T_{\text{max}}}}$$

在非相对论情况下, 电子获得最大能量的途径是与入射粒子发生对心碰撞, 最大能量为

$$T_{\text{max}} = 4 \frac{m_e}{m} E = 2m_e v^2$$

带入总电离损失公式中, 即有显式的总电离损失

$$-\frac{dE}{dx} = \int_b \frac{2ze^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2 b^2} \cdot NZ \cdot 2\pi b db = \frac{2\pi z^2 e^4 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \cdot \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) \quad \square$$

对于相对论粒子, 利用 $N = \rho N_A / A$, 其中 N_A 、 ρ 与 A 分别为 Avogadro 常数、质量密度与原子量; 电子经典半径

$$r_e = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0^2)^2} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$$

与 $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, 上述电离损失公式可修正为

$$-\frac{dE}{\rho dx} = 4\pi N_A r_e^2 \cdot m_e c^2 \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{T_{\text{max}}}{I} \right)$$

定义 $K = 4\pi N_A r_e^2 \cdot m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV}/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-2})$, A 为工作介质的原子量, $\beta = v/c$, $ds = \rho dx$ 为面质量密度 (g/cm^2), 有

$$-\frac{dE}{ds} = K z^2 \cdot \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{T_{\max}}{I} \right) = K z^2 \cdot \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) \quad (1.2)$$

特别地, 当 $M \gg m_e$ 时, 式 (1.2) 退化为非相对论情形

$$-\frac{dE}{ds} = K z^2 \cdot \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e v^2}{I} \right)$$

量子力学给出

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} = \frac{2m_e p^2}{M^2 + m_e^2 + 2m_e E/c^2} \quad (1.3)$$

其中 $p = \gamma M \beta c$, $E = \gamma M c^2$ 。除电子之外

$$T_{\max} \approx \frac{p^2}{\gamma M + M^2/2m_e}$$

电子入射

$$T_{\max} \approx \frac{p^2}{m_e + E/c^2}$$

进一步修正得到常用的 Bethe-Bloch 公式:

$$-\frac{dE}{\rho dx} = K z^2 \cdot \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (1.4)$$

其中 δ 是对工作介质密度的修正, $M \gg m_e, v \ll c$ 时退化为经典情形。

粒子入射工作介质后, 由于能量损失会移动一段距离后停下, 这段距离称为带电粒子的射程, 计算公式为

$$R(E_1) = \int_{E_1}^0 dx = \int_{E_1}^0 \frac{1}{-dE/dx} dE \quad (1.5)$$

除了电离作用, 带电粒子入射还可能导致工作物质**激发**。当入射粒子带来的能量不足以产生电离时, 就会使原子跃迁至激发态, 并产生辐射形成光子。利用激发产生的光子也是空间探测中的一种方法, 闪烁体探测器利用的就是这种原理。

1.1.2 辐射

当带电粒子能量很高时, 粒子运动产生的辐射对工作物质也会产生影响, 主要的辐射形式有**韧致辐射**、**同步辐射**和**切伦科夫辐射**。

在真空中, 由源点 \mathbf{X}_e, \mathbf{v} 在场点 \mathbf{X}, t 产生的电磁场为 $\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A}/\partial t - \nabla \phi$, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 。由推迟势公式

$$\mathbf{A}(\mathbf{X}, t) = \int \frac{\mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{X}', t - r/c)}{4\pi r} dV' \quad \phi(\mathbf{X}, t) = \int \frac{\rho(\mathbf{X}', t - r/c)}{4\pi \epsilon_0 r} dV'$$

得出, 对带电粒子 $\mathbf{J} = \rho \mathbf{v}(t')$, 其电磁势为李纳-维谢尔势

$$\mathbf{A}(\mathbf{X}, t) = \frac{e \mathbf{v}}{4\pi \epsilon_0 c^2 (r - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v}/c)} \quad \phi(\mathbf{X}, t) = \frac{e}{4\pi \epsilon_0 (r - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v}/c)}$$

由此可以得到带电粒子辐射功率的角分布为

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{|\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \mathbf{v}/c) \times \dot{\mathbf{v}}]|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)^5} \quad (1.6)$$

证明. 由推迟势的导数关系

$$\frac{\partial t'}{\partial t} = \frac{1}{1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c} \quad \nabla t' = -\frac{\mathbf{n}}{c(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)}$$

对电磁势 \mathbf{A} 与 ϕ 求导可以得到电磁场的表达式:

$$\mathbf{E} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0\gamma^2} \frac{\mathbf{r} - r\mathbf{v}/c}{(r - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v}/c)^3} + \frac{e}{4\pi\epsilon_0c^2} \frac{\mathbf{r} \times [(\mathbf{r} - r\mathbf{v}/c) \times \dot{\mathbf{v}}]}{(r - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v}/c)^3} \quad \mathbf{B} = \mathbf{n} \times \mathbf{E}/c$$

上式电场表达式中第一项正比与 r^{-2} , 无法将能量传播至无穷远, 因此在考虑辐射时忽略第一项, 仅考虑第二项的辐射贡献. 由电磁辐射场的表达式可以得到得到能流函数

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 c} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{n} = \frac{1}{\mu_0 c} \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0 c}\right)^2 \frac{|\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \mathbf{v}/c) \times \dot{\mathbf{v}}/c]|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)^6 r^2} \mathbf{n}$$

即可得到面元 $r^2 d\Omega$ 上的辐射总能量

$$d\mathcal{E} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \cdot dt \cdot r^2 d\Omega$$

在 t 时刻观测到的辐射来自于粒子 t' 时刻发出的辐射, 因此粒子的辐射功率

$$dP = \frac{d\mathcal{E}}{dt'} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \cdot \frac{dt}{dt'} \cdot r^2 d\Omega = \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} r^2 (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c) d\Omega$$

在非相对论条件下, 辐射总功率

$$P = \int \mathbf{S}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n} r^2 d\Omega = \frac{e^2 \dot{\mathbf{v}}^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

一般情况下, 辐射功率的角分布

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{|\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \mathbf{v}) \times \dot{\mathbf{v}}/c]|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)^5} \quad \square$$

当 v 很大时, $1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c \sim 1 - \frac{v}{c} \cos \theta$, 其中 θ 是粒子运动方向与辐射方向的夹角. 由此可以看出, 当 $\theta \sim 0$ 时, $1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c \sim 0$, 结合辐射功率的角分布公式知, 粒子辐射能量沿运动方向向前集中.

韧致辐射

在真空条件下, 当粒子运动速度与加速度平行时, 即 $\dot{\mathbf{v}} // \mathbf{v}$, $\dot{\mathbf{v}} \times \mathbf{v} = 0$, 此过程中粒子发出的辐射称为韧致辐射, 其辐射功率

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{\mathbf{v}}^2}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^5}, \quad \theta = \langle \mathbf{v}, \mathbf{n} \rangle \quad (1.7)$$

可见 $\theta = 0$ 时, 辐射功率为 0; 而 θ 很小却不为 0 时, 辐射功率很大. 也就是说, 韧致辐射在带电粒子运动速度方向附近有较大的辐射功率.

在带电粒子探测中, 高速运动的带电粒子受到原子核库伦作用而改变速度, 产生的能量以韧致辐射形式发射, 其能量损失

$$-\frac{dE}{dx} = \begin{cases} \frac{4NZ(Z+1)}{137} \left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 \cdot E \cdot \left[\ln\left(\frac{2E}{Mc^2}\right) - \frac{1}{3}\right] & , 137Mc^2 Z^{-1/3} \gg E \gg Mc^2 \\ \frac{4NZ(Z+1)}{137} \left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)^2 \cdot E \cdot \left[\ln(183Z^{-1/3}) + \frac{1}{18}\right] & , E \gg 137Mc^2 Z^{-1/3} \end{cases} \quad (1.8)$$

其中, M 为入射粒子的质量, Z 为工作介质的原子序数, $e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ 为精细结构常数.

由上述定量分析可以发现

1. 韧致辐射时电子在探测器中损能的一种主要方式；
2. 韧致辐射对原子序数大的介质更加灵敏。

当带电粒子入射工作介质时可能产生电离，也可能产生辐射，二者的入射粒子能量临界值为 $E_c = 1600Mc^2/Z$ 。

同步辐射

在真空条件下，当粒子运动速度与加速度垂直时，即 $\dot{\mathbf{v}} \perp \mathbf{v}$ ， $\dot{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{v} = 0$ ，此过程中粒子发出的辐射称为同步辐射，其辐射功率

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{v}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta) - (1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi)}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^5} \quad (1.9)$$

同步辐射是粒子在电磁场中发生偏转产生的辐射，因此能量相同的粒子，轻粒子的同步辐射要比重粒子强得多。同步辐射的方向沿粒子运动路径的切线方向传播，辐射角小，功率大，具有连续谱。然而，空间探测仪器的尺寸一般较小，因此空探测器在设计上一般不需要考虑同步辐射的效应；同步辐射在空间探测器中不是主要的探测对象。

切伦科夫辐射

在工作介质中光速为 c/n ，当带电粒子在介质中以 $v > c/n$ 的速度运动时，与马赫锥类似，粒子会产生特定方向上的辐射，称为切伦科夫辐射。

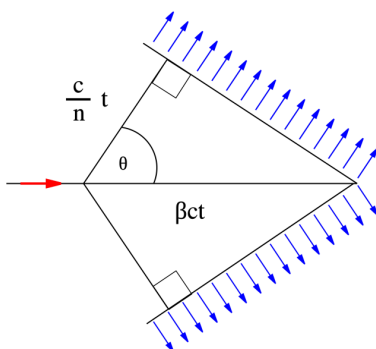


图 1.2: 切伦科夫辐射示意图

辐射方向 θ 满足

$$\cos \theta = \frac{tc/n}{vt} = \frac{c}{nv} \quad (1.10)$$

当 $v \approx c/n$ 时， $\theta \approx 0$ ，近似为前向辐射；当 $v > c/n$ 时， $\cos \theta < 1 \Rightarrow \theta \in (0, \pi/2)$ 。

切伦科夫辐射的特点：连续光辐射；强度弱；以高能粒子探测为主。

小结

1. 当入射粒子与工作介质作用距离大于原子半径时，粒子与电子发生非弹性碰撞，表现为电离或激发；
2. 当入射粒子与工作介质作用距离小于原子半径，大于原子核半径时，带电粒子与原子电子的库伦散射作用使入射带电粒子加速度发生变化，表现为韧致辐射；
3. 带电粒子主要与工作介质核外电子相互作用损失能量，是粒子探测的设计基础。

1.2 射线与物质的相互作用

X 射线、 γ 射线等射线不能像带电粒子一样对工作介质产生直接电离，也无法被探测器直接探测。但射线在通过工作介质，与原子核外电子或原子核发生电磁相互作用时，产生的各种效应能够损失能量产生次级自由（正负）电子。这些电磁作用产生的次级电子能量较高，作为次级入射粒子能够引起电离或激发，从而达成间接探测的目的。射线与物质之间的相互作用效应包括**光电效应**、**康普顿效应**和**电子对效应**。

1.2.1 光电效应

当射线能量大于原子核外电子结合能时，射线能量全部传递给原子，使得壳层电子从原子逃逸出来，成为光电子（又称 δ 电子），即光电效应。射线能量的一部分用于克服电子的结合能，剩下的转化为电子的初动能和原子核的反冲能量。

光电效应中，射线与原子发生光电效应的几率称为光电效应截面 σ_{pe}

$$\sigma_{pe} = \begin{cases} 2^{5/2} \left(\frac{1}{137}\right)^4 \phi_0 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{7/2}, & E_\gamma > E_i \\ \frac{3}{2} \left(\frac{1}{137}\right)^4 \phi_0 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma}, & E_\gamma \gg 0.5 \text{ MeV} \end{cases} \quad (1.11)$$

其中， E_γ 为射线能量， $\phi_0 = \frac{8}{3}\pi r_e^2$ 为汤姆逊散射截面， $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ 为电子轨道半径， E_i 为 i 层电子结合能。

$\sigma_{pe} \propto Z^5$ ，表示重元素产生光电效应的能力更强； $\sigma_{pe} \propto E_\gamma^{-7/2}$ 或 E_γ^{-1} ，表示低能射线产生光电效应的能力更强。

1.2.2 康普顿效应

康普顿效应指的是入射光子被束缚/自由¹电子散射的过程，在这个过程中，射线损失能量转换成电子的动能，同时光子飞行方向发生偏转，能量降低。

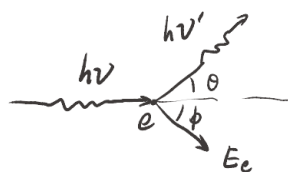


图 1.3: 康普顿效应示意图

建立康普顿散射过程的方程组：

$$\begin{cases} h\nu + m_e c^2 = h\nu' + \gamma m_e c^2 \\ \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + \gamma m_e \nu \cos \phi \\ \frac{h\nu'}{c} \sin \theta = \gamma m_e \nu \sin \phi \end{cases}$$

¹在探测器中主要为束缚电子，而在空间等离子体中主要为自由电子。

可以解出散射后射线与电子的能量：

$$\begin{cases} h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \\ E_e = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{1 - \cos\theta + 1/\alpha} \end{cases}$$

其中 $\alpha = h\nu/m_e c^2$, $\cot\phi = (1 + \alpha)\tan\theta/2$ 。

康普顿效应截面

$$\sigma_{\text{comp}} = \begin{cases} \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} Z \left[1 - \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} + 5.2 \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)^2 \right] & , \alpha \ll 1 \text{ 即 } h\nu \ll m_e c^2 \\ \frac{\pi e^4}{m_e^2 c^4} \frac{Z}{E_\gamma} \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right] & , \alpha \gg 1 \text{ 即 } h\nu \gg m_e c^2 \end{cases} \quad (1.12)$$

康普顿效应截面与 Z 呈正相关，但与 Z 和 E_γ 的相关性均比光电效应小。

1.2.3 电子对效应

当入射射线能量 $E_\gamma > 1.02 \text{ MeV}$ 时， γ 射线会与原子核发生强烈的电磁相互作用，产生正负电子对，即

$$E_\gamma = E_e + E_{e^+} + 2m_e c^2 > 1.02 \text{ MeV}$$

电子对效应截面

$$\sigma_{ee} = \begin{cases} \frac{e^4 Z(Z+1)}{137m_e^2 c^4} \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right] & , E_\gamma > 1.02 \text{ MeV} \\ \frac{e^4 Z(Z+1)}{137m_e^2 c^4} \left[\frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right] & , E_\gamma > 137m_e c^2 Z^{-1/3} \end{cases} \quad (1.13)$$

$\sigma_{ee} \propto Z^2$ ，电子对效应截面与工作介质相关；在低能射线入射情况下 $\sigma_{ee} \propto \ln E_r$ ，而在高能射线入射情况下，电子对效应截面与入射射线能量无关。

小结

1. 光电效应由低能射线主导，主要产生在高原子序数的工作介质中；
2. 康普顿效应由中能射线主导，但不明显依赖于射线的能量，一般主要产生在低原子序数的工作介质中；
3. 电子对效应由高能射线主导，主要产生在高原子序数的工作介质中；
4. 光电效应和康普顿效应属于射线与核外电子或自由电子的相互作用，而电子对效应属于射线与原子核的电磁相互作用。

1.3 气体探测器

1.3.1 气体探测器的原理

气体探测器的原理基于方程 (1.4)：当带电粒子入射探测器中时，损失能量并使气体产生电离，探测器将电离的正离子和电子收集形成电流并记录。

入射粒子在能量高于某个值时，才能在工作介质中产生电离效应，这个值称为最小电离能 $E_c = \frac{(m_e + M)^2}{4m_e M} U_0$ ，其中 U_0 为气体电离电位，与工作气体的种类有关，例如 $U_0(\text{H}_2\text{O}) =$

12.6 eV, $U_0(\text{air}) = 15.0 \text{ eV}$, $U_0(\text{N}_2) = 15.5 \text{ eV}$, $U_0(\text{He}) = 24.6 \text{ eV}$ 。因此, 越轻的粒子使工作介质产生电离所需的能量越低。另外, 对于固定的气体工作介质, 电离形成一个电子-离子对所需要的平均能量可以视为常数, 称为**平均电离能** \mathcal{E}_0 。

带电粒子入射工作介质时产生的电子-离子对的过程称为**原初电离**, 产生的电子 (δ 电子) 和离子称为**次级粒子**, 这些粒子可作为入射粒子再次进行电离, 这样的过程称为**次级电离**。次级电离产生的粒子同样也能产生进一步的电离, 因此总的电离效应为原初电离以及所有次级电离的总和, 产生的电子-离子对数目也为所有次级粒子对的总和。能量为 E 的粒子入射时产生的电子-离子对数量可记为 $N_0 = E/\mathcal{E}_0$ 。

在粒子入射探测器后, 除了电离产生电子和离子外, 电子和离子还会发生复合、吸附、中和, 因此粒子入射产生的总电离效应并非与能量形成简单的关系。如果在气体介质中增加一定的电场, 使电离产生的电子与离子分离, 那么电子与离子之间的运动关系会发生改变, 从而形成不一样的电离数目特性, 这种特性称为**气体电离曲线**, 如图 1.4 所示。

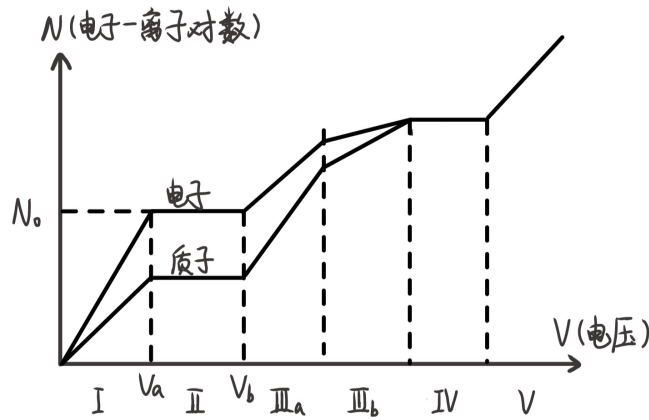


图 1.4: 气体探测器的工作曲线

气体电离曲线的特征:

- I. 复合区: 电子-离子对复合未被外加电场抵消且占主导地位, 产生电子-离子对数小于 N_0 , 收集 N 随 V 增大;
- II. 饱和区: 工作电压完全抵消电子-离子对复合过程, 并在一段电压范围内 (V_a, V_b) 保持稳定, 收集 $N_0 = E/\mathcal{E}_0$;
- III_a. 正比区: $V > V_b$, 收集的 N 随 V 迅速增加, 工作介质中电子被电场加速, 超过气体电离阈值能量, δ 电子形成次级电离, 放大倍数 $M = N/N_0$ 在电压一定时是定值, 即 $N = M(V) \cdot E/\mathcal{E}_0$;
- III_b. 有限正比区: 电子在阳极附近有更高几率形成 δ 电子, 产生大量电子-离子对, 但造成正离子聚集在阳极周围形成空间电荷屏蔽, 阻碍探测器内电场进一步增大, 使放大过程变缓;
- IV. 盖革-米勒区: 气体的空间电荷效应完全屏蔽阳极电场, 该性质由工作介质决定, 与入射粒子无关;
- V. 放电区: 气体被击穿, 无探测能力。

根据气体电离曲线的特征, 选取其中最合适进行粒子探测的区域, 根据不同区域的不同特性能够设计不同的粒子探测器。其中, II、III_a、IV 区分别为即将介绍的**气体电离室**、

正比计数器和盖革-米勒探测器的工作原理。

1.3.2 气体电离室

气体电离室的工作原理是气体电离曲线的饱和区，该区的特征是形成的电子-离子对数量恒为 N_0 。根据形状分类，气体电离室有平板电离室和球形电离室；根据工作形式分类，分为探测单个入射粒子的脉冲电离室和探测粒子群的积分电离室。

下面介绍两种气体电离室的工作原理。

脉冲平板电离室

在平行平板之间充入工作气体，形成气体电离室。粒子入射后，在极板间 x_0 处产生电离，并在阴极和阳极产生感应电荷。假设平板电容为 C_0 ，平板间距为 d ，电子和离子的漂移速度为 v_D^+ ， v_D^- ，则电离室在阳极得到输出脉冲信号

$$U(t) = \begin{cases} -\frac{N_0 e}{C_0 d} (v_D^+ + v_D^-) t & , t < T^- = x_0 / v_D^- , \text{此时为电子主导} \\ -\frac{N_0 e}{C_0 d} (x_0 + v_D^+ t) & , T^- < t < T^+ = (d - x_0) / v_D^+ , \text{此时为离子主导} \\ -\frac{N_0 e}{C_0} & , t > T^+ , \text{此时达到电压最小值} \end{cases} \quad (1.14)$$

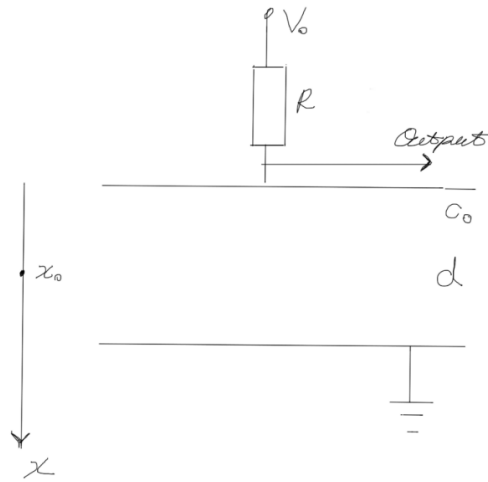


图 1.5: 平板电离室的简易结构

证明. 不考虑电场对电子和离子的加速，那么输出端电压

$$dU = -E' dx, \quad E' = \frac{\sigma_e}{\epsilon} = \frac{N_0 e / S}{C_0 d / S} = \frac{N_0 e}{C_0 d}$$

这里利用了 $C_0 = \epsilon S / d$ ，其中 ϵ 为介电常数，于是

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{N_0 e}{C_0 d} \frac{dx}{dt}$$

电子运动到阳极的时间为 $T^- = x_0 / v_D^-$ ，粒子运动到阴极的时间为 $T^+ = (d - x_0) / v_D^+$ 。由于电子运动速度远大于粒子运动速度，即 $v_D^- \gg v_D^+$ ，因此在合适的平板间距下， $T^- \ll T^+$ 。

因此有

$$\frac{dx}{dt} = \begin{cases} v_D^- + v_D^+ & , t < T^- \\ v_D^+ & , T^- \leq t < T^+ \\ 0 & , t \geq T^+ \end{cases}$$

对 dU/dt 积分即可得到电离室的输出信号。 □

从以上过程可以看出：

- ① 探测器内的电压脉冲是负响应；
- ② 它由电子、离子分别贡献；
- ③ 由于电子漂移快，因此探测器达到最后脉冲幅度的时间由离子运动决定；
- ④ 探测器脉冲幅度大小主要由电子运动决定；
- ⑤ 电压脉冲与电离位置 x_0 有关。

此外，对时间常数 $\tau \propto RC_0$ ，当 $\tau \gg T^+$ 时，电压可长时间稳定（不漏电），从而不利于下一次探测（计数）；若 $\tau \ll T^-$ ，则幅度不满足线性关系。因此选择适中的 RC_0 参数至关重要！一种规避上述问题的可行设计是令 $x_0 = d$ ，这样，工作过程就完全由移动速度较快的电子主导，在较短时间内电压可达到峰值，同时漏电导致的电压衰减又为下一次探测做好准备。

脉冲平板电离室的工作参数：

- ① 探测效率：记录的脉冲数与入射的粒子数之比。
设粒子进入探测器可被探测到的概率为 p ，则粒子在电离室中产生的电子-离子对数量的期望为 $W(N) = C_{N_0}^N p^N (1-p)^{N_0-N}$ ，关于 p 成正态分布。
- ② 能量分辨率： $\eta = \Delta V/V_0 = 2.354\sigma_V/V_0 = 2.354\sigma_N/N_0 = 2.354\sqrt{\mathcal{E}_0/E}$ ；
- ③ 时间分辨率： $\tau = RC_0$ ；
- ④ 坪特性：坪长 $U_b - U_a$ ，坪斜 $\frac{N_b - N_a}{U_b - U_a}$ 。

积分球形电离室

积分球形电离室与脉冲平板电离室不同的是，它能够接受 4π 的立体角内入射的粒子，对时间分辨率的要求不高，且需要 $\tau = RC_0 \rightarrow \infty$ ，因此，积分球形电离室可以累计一段时间内入射的粒子数。

在结构上，由于气体介质的填充会产生一定的压强，要保持电离室的结构完好，需要考虑合适的材料对抗室内的气体压力 $F = pR/2h$ ， h 为外壳材料的厚度， R 为电离室的半径， p 为室内气体压强。由于存在一定厚度的外壳，粒子在穿透外壳时需要损失一部分能量，因此积分电离室统计到的粒子具有一定的能量下限，即超过能量阈值的入射粒子才会被统计，能量阈值由入射粒子的射程反推能量得到，可参考式 (1.5)。一般有 $E_e > 0.8 \text{ MeV}$ ， $E_p > 17 \text{ MeV}$ 。

1.3.3 正比计数器

正比计数器的工作原理是气体电离曲线的正比区，该区的特征是形成的电子-离子对数量与电压成放大倍数的正比。与气体电离室不同，正比计数器中的电流主要贡献来源于离子的飘移。由于正比区所在电压范围较高，因此在设计上采用圆柱形电极管，在中心阳极能够产生强电场 ($\geq 10^4$ V/m)。

对圆柱形电容而言，记径向距离为 x ，则工作区域电场

$$E(x) = \frac{V_0}{x \ln b/a}$$

若取 $a = 80 \mu\text{m}$, $b = 1.0 \text{ cm}$, $V_0 = 2000 \text{ V}$ ，则可求得 $x < 410 \mu\text{m}$ 时， $E > 10^6 \text{ V/m}$ 。

假设入射粒子在 x_0 处产生了 N 个电子-离子对时，电荷 N_0e 、 $-N_0e$ 以 v_D^- 、 v_D^+ 向阳极与阴极运动，则在外壳上产生电压信号

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{N_0e}{C_0d}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_D^+ - \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_D^-) \quad (1.15)$$

下面考虑正比计数器的放大倍数。

若电子在一个自由程碰撞产生电子-离子对的数量为 α ，在某一个位置有 n_0 个电子，则产生的电子-离子对的数量为 $dn = \alpha n dx$ ，则有 $n = n_0 e^{\int_0^{x_0} \alpha dx}$ ，放大倍数

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\int_0^{x_0} \alpha dx} = \exp \left[2\sqrt{\frac{kNC_0V_0a}{2\pi\epsilon}} \left(\sqrt{\frac{V_0}{V_{x_0}}} - 1 \right) \right] \quad (1.16)$$

其中， k 为气体有关常数， N 为气体数密度， V_{x_0} 为 x_0 处电压。

另一方面，假设原初电离电子数为 N_0 ，理论放大倍数为 M_0 ，则原初电离产生的电子-离子对数目为 M_0N_0 。考虑粒子的激发，假设一个电子产生光电子的概率为 γ ，则原初电离产生 γM_0N_0 个光电子，进而产生 $\gamma M_0^2N_0$ 个附加电子-离子对，依此类推。最终得到总的电子-离子对数目

$$N = M_0N_0 + \gamma M_0^2N_0 + \gamma^2 M_0^3N_0 + \dots$$

放大倍数

$$M = M_0 + \gamma M_0^2 + \gamma^2 M_0^3 + \dots = \frac{M_0}{1 - \gamma M_0}$$

我们希望放大倍数不受干扰，即 $\gamma M_0 \rightarrow 0$ ，因此要求正比计数器的工作环境需要避免光电效应的影响，解决方案是在正比计数器中加入有机气体吸收光子。

正比计数器的工作参数：

- ① 探测效率：高于气体电离室，原因是脉冲放大。
- ② 能量分辨率： $\eta = 2.354\sqrt{F \cdot p_0/E} + (\sigma_M/\bar{M})^2$ ，其中第二项表示涨落；能量分辨率要弱于气体电离室。
- ③ 时间分辨率：约等于离子漂移时间 $\sim 100 \mu\text{s}$ 。
- ④ 坪特性：坪长短，坪斜大。

1.3.4 GM 探测器

GM 探测器，即盖革-米勒探测器，工作原理是气体电离曲线的盖革-米勒区，该区特征是阳极电场被离子完全屏蔽。与正比计数器具有相同的结构，其目的也是为了得到强电场。

与正比计数器不同的是, GM 探测器希望 $\gamma M_0 \rightarrow 1$, 使得放大倍数尽可能大, 从而达到 100% 的探测效率。

在放大过程中, 由于离子运动较慢, 在探测器中会形成空间电荷效应产生电场屏蔽, 引导放大过程的结束。当离子运动到阴极时, 电场恢复, 有概率发生激发产生光电子引发新一轮的放大过程, 这样的一个过程是 GM 探测器工作中不希望出现的结果, 因此需要一定的猝灭手段终止放大过程。一种是外电路猝灭, 利用的是适量有机气体对光子的吸收; 另一种猝灭方式是外电路猝灭, 是在离子接触阴极时断开高压, 避免光电子诱发新一轮放大过程。

GM 探测器的工作参数:

- ① 探测效率: 100%。
- ② 能量分辨率: 比正比计数器更差。
- ③ 时间分辨率: 与正比计数器相同。
- ④ 坪特性: 坪长较短, 坪斜较大; 坪特性只与电压有关。

小结

1. 气体电离室的电压信号以电子漂移主导, 正比计数器和 GM 探测器则由离子漂移主导, 其中 GM 探测器的性质与入射粒子无关;
2. 时间分辨率由电子、离子漂移速度直接影响, 间接上与电子、入射粒子的质量有关;
3. 探测器的气压、材料会影响探测粒子的能量下限;
4. 一般探测器的搁置寿命约为 10 ~ 20 个月;
5. 正比计数器常用于低能电子、X 射线、中子等探测, GM 探测器常用于监测带电粒子是否存在, 但无法鉴别粒子种类。

1.4 半导体探测器

1.4.1 半导体探测器原理

半导体探测器的工作原理与气体探测器类似, 只不过工作介质由气体换成了半导体, 半导体探测器又称为固体探测器 (固体电离室)。相比于气体探测器, 半导体在电离过程中产生电子-空穴对而不是电子-离子对, 电子和空穴的相近质量极大程度上提高了探测器的时间分辨率, 电离所需能量更低也提高了能量分辨率。

若向四价 Si 中加入 P (五价), P 的 5 个价电子中的 4 个会同 Si 形成稳定的共价键, 而剩余的一个价电子易形成自由电子, 在有外加电流的情况下成为载流子。这种材料称为 N 型硅。若在四价 Si 中加入 Be (三价), 相似地, Be 与 Si 形成的共价结构中会存在空穴, 可成为另一种载流子。这种材料称为 P 型硅。电子和空穴都具有较小的电势能。

N 型半导体中存在很多不稳定的电子, P 型半导体中存在着很多空穴。当 P 型半导体和 N 型半导体放在一起时, 电子从 P 型半导体向 N 型半导体扩散, 从而使两者的交界处形成由 N 指向 P 的内建电场, 这一部分称为半导体的 PN 结, 而未形成电场的部分称为死层 (窗厚)。

当 PN 结加上正向电压 (P+N-) 时, PN 结变薄, 电阻变小, 电流增加; 当 PN 结加上反向电压 (P-N+) 时, PN 结变厚, 电阻变大, 电流减小。半导体探测器的原理就是利用

反向电压的 PN 结作为灵敏区域进行带电粒子的探测，将入射粒子能量损失转化为电子-空穴对。

半导体探测器的缺点一方面在于死层的存在缩小了灵敏区，这一点可通过材料和工艺的进步而改进；另一方面，由于工艺的限制，其尺寸无法做得很大，从而灵敏区太小，通常只有几个 ~ 几十个 cm^3 。

半导体探测器的工作参数：

- ① 窗厚：非灵敏区厚度。
- ② PN 结灵敏区厚度 $d \propto \sqrt{\rho V}$ ，其中 ρ 为 PN 结的电阻率， V 为工作电压。
- ③ 半导体的伏安（正负电流）特性：反向电流越小，或正向电流随电压升高得越快，探测器性能越好。
- ④ 能量分辨率： $\eta = 2.354\sqrt{F \cdot \epsilon_0/E}$ ， $\epsilon_0 \sim 2\sim 3 \text{ eV}$ ，优于气体探测器。
- ⑤ 时间分辨率： T^- (μs)，优于气体探测器。
- ⑥ 线性响应：一入射带电粒子损失能量 E ，产生电子-空穴对数量为 $N_0 = E/\epsilon_0$ ，收集电荷数 $Q = eE/\epsilon_0$ ，电容 C_0 ，输出电压为 $V_s = Q/C_0 = N_0e/C_0 = eE/C_0\epsilon_0$ 。

1.4.2 半导体探测器探测粒子能量

考虑半导体探测器电离能量损失 ΔE 与入射粒子能量 E^i 的关系。半导体探测器的厚度为 d 。在 d 很小时，内电场高；在 d 一定条件下，半导体探测器的能损与入射粒子的能量成两段关系：当入射粒子射程不超过 d 时， $\Delta E \propto (=)E^i$ ；当入射粒子射程超过 d 时，探测器收集的 $\Delta E \propto 1/E^i$ ，随入射粒子能量的增加而下降，曲线如图 1.6 所示。半导体探测器的宽度越大，可以探测的阈值越大。

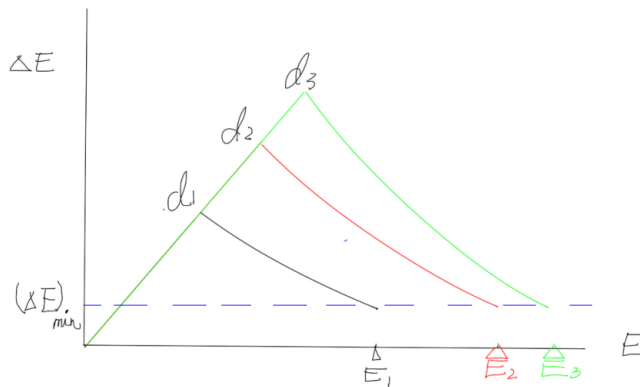


图 1.6: 半导体探测器电离能量损失与入射粒子能量的关系

望远镜式方向探测器结构采用两个半导体探测器的平行叠加，前端探测器 D_1 (DFT) 较薄，后侧探测器 D_2 (DBT) 较厚，因此可以探测特定方向入射粒子的能量范围。假设 D_1 与 D_2 探测器正比区可探测的最大粒子能量为 ΔE 和 E ，若两个探测器均有信号产生，说明入射粒子的能量超过 ΔE ，否则仅有 D_1 产生电离信号，入射粒子能量小于 ΔE 。这种探测器在探测能量超过 ΔE 的粒子时的工作方式为 $D_1 \cdot D_2$ 。当 D_1 与 D_2 的厚度 d_1 、 d_2 一定时，不同能量（射程）的粒子在二者中损失能量的关系图如图 1.7 所示，实际工作中期望

能量损失落在 $d_1 < R \leq d_1 + d_2$ 一段曲线上。类似地，要同时探测更多能段的粒子，可以继续增加更多的探测器，利用不同的逻辑判断入射粒子的能量范围。



图 1.7: 不同能量粒子在 D_1 与 D_2 中损失能量 E 与 ΔE 的关系图

1.4.3 半导体探测器鉴别粒子种类

除了探测粒子能量之外，半导体探测器还可以用来鉴别入射粒子的种类，常用的方法有 $\Delta E - E$ 双曲方法、能量 - 射程法和飞行时间法。

$\Delta E - E$ 双曲方法

利用不同种类粒子在探测器中的 $\Delta E - E$ 曲线不同，根据入射粒子停留的探测器与产生的能量损失确定粒子的种类。采用三段式望远镜探测器，即 $D_1 (\Delta E)$ 探测器、 $D_2 (E)$ 探测器和 D_3 (反符合测量) 探测器，其中 D_3 的作用是排除穿出 D_2 的粒子，即判断粒子是否停留在 D_2 中，这种探测器的工作方式为 $D_1 \cdot D_2 \cdot \bar{D}_3$ ，结构与工作逻辑如图 1.8 所示。

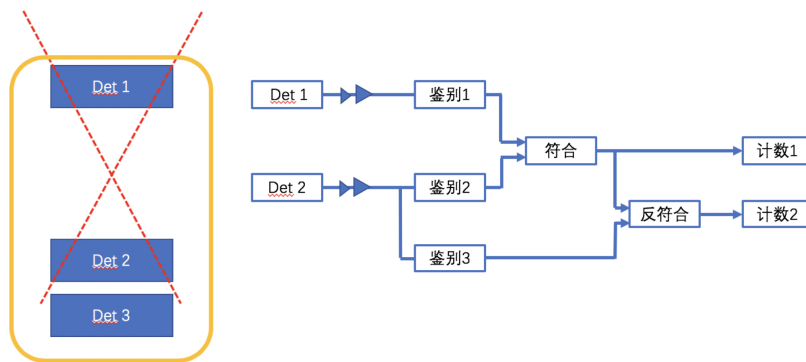


图 1.8: 三段式望远镜探测器结构与工作逻辑示意图

利用电离公式 (1.1)，考虑粒子在 D_1 中的电离，电离损失 $-dE/dx$ 相比 E 为小量，因此考虑 v 的一阶近似。则在 D_1 中的电离损失

$$-\frac{dE}{dx} = k \frac{z^2}{v^2} f(v, I) \Rightarrow -\frac{\Delta E}{d_1} = k f \frac{z^2}{v^2} = k f \frac{\frac{1}{2} M z^2}{E^i}$$

其中 $f(v, I)$ 为常数， $E^i = E + \Delta E$ 为入射粒子的初始能量， ΔE 和 E 为 D_1 与 D_2 分别给出的能量，即

$$\Delta E \cdot E^i = k' \cdot M z^2 \tag{1.17}$$

该式中 ΔE 与 E^i 呈双曲关系。由上式 Mz^2 即可获得粒子的种类。

能量 - 射程法

在 10 ~ 100 MeV 能量范围内, 入射粒子能量 E 与射程 R 之间的经验关系为 $R = aE^b$, 其中常数 $b = 1.73$, E 的单位为 MeV, a 的值随粒子类型变化, 例如 $a_\alpha = 0.295$, $a_p = 3.22$ 。

同样使用三段式望远镜探测器结构, 但是将 ΔE 探测器换成具有一定厚度 T 的 T 探测器, 目的是减少粒子的能量, 使其射程发生改变从而导出粒子的 a 值。假设粒子穿过 T 探测器前后的射程分别为 R_1 、 R_2 , 能量分别为 E_1 、 E_2 。则由射程关系

$$R_1 = aE_1^b = R_2 + T = aE_2^b + T$$

导出

$$a = \frac{T}{E_1^b - E_2^b} = \frac{T}{(E_2 + \Delta E)^b - E_2^b} \quad (1.18)$$

a 值的大小代表粒子的种类, 通过经验查表即可得到准确的粒子种类。

飞行时间法 (TOF)

飞行时间法是一种常用的粒子鉴别办法, 其原理很简单, 核心逻辑是测量带电粒子飞行一段路径 d 所需要的时间 t , 但是对时间精度的要求非常高。

$$t = \frac{d}{v} \Rightarrow t^2 = \frac{d^2}{v^2} = \frac{\frac{1}{2}Md^2}{E}$$

由此导出粒子的质量

$$M = \frac{2Et^2}{d^2} \quad (1.19)$$

入射粒子飞行区可不用半导体, 只需测量飞行时间, 而在飞行区后再使用半导体探测器测量粒子能量 E 。

1.5 闪烁体探测器

1.5.1 闪烁体探测器的工作原理

闪烁体探测器利用粒子在闪烁体中损失能量, 激发闪烁体形成的光子, 将其收集并转化为光电子进行探测, 因此在时间上分辨率较高, 探测范围更大; 但能量转换过程更多, 从而能量分辨率较差; 且对低能粒子的线性响应差。在闪烁体探测器中较为不同的是其探头, 通常由**闪烁体**、**光导**、**光电倍增管**结合组成。

假设入射光子在探测器中损失能量为 E , 光电倍增管中光子的运输与转换效率分别为 s 、 q , 光电倍增管对光子的倍增效率为 M , 则入射粒子在探测器中产生的初级光子数为 $R = k \frac{E}{h\nu}$, 其中 k 为闪烁体的能换效率。最后产生的光电子数目为 $N = Msqk \frac{E}{h\nu}$, 输出电压为

$$V_s = \frac{Ne}{C_0} = Msqk \frac{Ee}{C_0 h\nu} \quad (1.20)$$

即闪烁体探测器的线性响应。

1.5.2 闪烁体探测器的组成

闪烁体探测器由闪烁体、光导、光电倍增管组成。

闪烁体

闪烁体具有荧光特性，要求发光效率高，发光衰减快，能量响应好。评价闪烁体发光效率的参数有**能量转换效率**和**光输出效率**。

能量转换效率：输出光子能量与入射粒子能量损失之比。

光输出效率：输出光子数量与入射粒子能量损失之比。还可以标准体为基准，给出某闪烁体与标准体相应参数的百分比值评价其发光效率。

闪烁体分为有机与无机两类，有机闪烁体包括塑料闪烁体与蒽、芪等，无机闪烁体如 NaI(Tl)、CsI(Tl)。与标准闪烁体（蒽、芪等）相比，无机闪烁体（NaI(Tl)、CsI(Tl) 等）发光效率更高，常可达标准闪烁体的 2 倍以上。

光电倍增管

光电倍增管（PMT）由光阴极、倍增极、阳极组成。

入射粒子在光阴极产生光电效应，使光子转化为光电子，要求光电效应灵敏，光电效应截面大。蓝光灵敏度是评价光阴极转化效率的重要参数。倍增极由脱出功小的材料制成，一个电子入射会引发多个电子出射，在若干层倍增极的作用下，最终电子将以指数级别的数量（ $10^3 \sim 10^4$ ）出射，噪声与暗电流是影响倍增极工作的主要因素。倍增管的阳极负责收集雪崩电子并输出电脉冲信号，决定了时间响应大约在 30~60 ns。

光电倍增管的工作参数：

- ① 灵敏度：一个光子转化为光电子的几率，主要关注 300~600 nm 蓝光灵敏度。
- ② 倍增系数：放大电子的能力。

$$M = \frac{\text{阳极输出电流}}{\text{阴极输入电流}}$$

- ③ 噪声和暗计数：热电子发射引起 → 致冷
- ④ 时间响应 ~ 几十 ns

光收集系统

光收集系统以光导为主，位于闪烁体与光电倍增管之间，作用是将闪烁体中的光子均匀导入光电倍增管。

为确保光子的收集效率，通常会在闪烁体外围设计一层反射层，将闪烁体中的光子向光导反射。另外在光导与闪烁体和 PMT 接触的两侧增加两层耦合层，作用是减少光子在传播中的全反射，以减少不同折射率介质中光传播的损失，保证光子的传输效率。光导顾名思义，传输光子到光电倍增管。

1.5.3 闪烁体探测器的应用

利用闪烁体探测器的线性响应，即式 (1.20)，可以设计电压阈值，当探测电压达到一定电压阈值时进行不同阶段的计数，由此可以得到能量分别大于不同电压阈值对应能量的粒子数量。在应用时也通常采用组合型望远镜式探测器，由半导体制成的 ΔE 探测器、闪烁体 E 探测器以及反符合探测器结合而成，这其中反符合探测器的材料不需做要求，因为它的作用只是判断粒子是否射出 D_2 ，并没有精度要求。

例 1.5.1. 测量辐射带电子、质子，对电子给出

$$E_1^e \geq 0.25 \text{ MeV}, \quad E_2^e \geq 0.45 \text{ MeV}, \quad E_3^e \geq 0.65 \text{ MeV};$$

对质子， $E^p \geq 5 \text{ MeV}$ (5 MeV 质子粒子 ~ 0)。

解. 此例中闪烁体探测器的工作逻辑如图 1.9 所示：

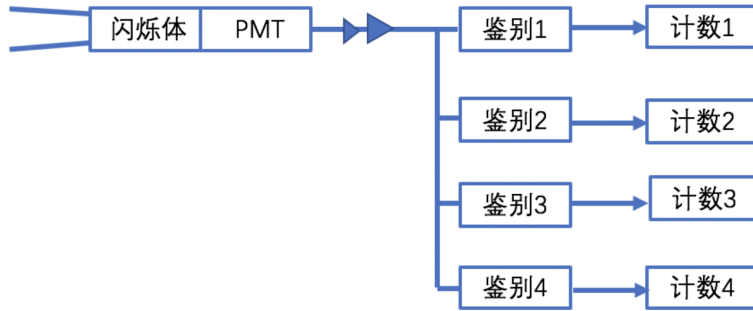


图 1.9: 利用闪烁体探测器探测不同能段的电子与质子的逻辑示意图

根据图示逻辑，可以算出四种能段粒子的计数：

$$N_1(e, p) = N_{1e}(\geq 0.25 \text{ MeV}) + N_{1p}(\geq 5 \text{ MeV})$$

$$N_2(e, p) = N_{2e}(\geq 0.45 \text{ MeV}) + N_{2p}(\geq 5 \text{ MeV})$$

$$N_3(e, p) = N_{3e}(\geq 0.65 \text{ MeV}) + N_{3p}(\geq 5 \text{ MeV})$$

$$N_4(e, p) = N_{4p}(\geq 5 \text{ MeV})$$

已知 $N_{1p} \simeq N_{2p} \simeq N_{3p} \simeq N_{4p}$ ，则有

$$\begin{aligned} \geq 5 \text{ MeV 质子} &= N_4(e, p) \\ \geq 0.65 \text{ MeV 电子} &= N_3(e, p) - N_4(e, p) \\ \geq 0.45 \text{ MeV 电子} &= N_2(e, p) - N_4(e, p) \\ \geq 0.25 \text{ MeV 电子} &= N_1(e, p) - N_4(e, p) \end{aligned}$$

□

结合半导体探测器和闪烁体探测器的特点与望远镜探测器的结构，可以设计出混合式望远镜（方向探测器），其中 D_1 采用半导体探测器， D_2 选用闪烁体探测器， D_3 可灵活选择两种探测器，形成互补，达到兼顾探测分辨率与探测粒子范围的目的。

1.6 相对论高能粒子探测

高能粒子在上述探测器中的能量损失极低，几乎无法探测。但根据高能粒子特有的性质，即切伦科夫辐射，可以实现对高能粒子的探测。

1.6.1 切伦科夫辐射的特征

在 1.2 节中已经介绍过切伦科夫辐射，其成因是粒子的运动速度高于介质中的光速，形成特定的辐射传播方向。由式 (1.10) 有 $\cos \theta = 1/n\beta$ ，结合粒子运动速度范围 $c/n < v < c$ ，

得到辐射角的范围

$$0 \leq \theta \leq \arccos \frac{1}{n}$$

由此知切伦科夫辐射的辐射角一定是锐角。

切伦科夫辐射的产生具有一定的动能阈值 $E^T = E_{\text{总}} - E_0 = (\gamma - 1)Mc^2$ ，由于产生切伦科夫辐射的粒子速度范围限制 $1/n \leq \beta \leq 1$ ，当粒子能量大于最小动能阈值 E_{min}^T 时才能产生切伦科夫辐射， $E_{\text{min}}^T = (n/\sqrt{n^2 - 1} - 1)Mc^2$ 。不同粒子在不同工作介质中的能量阈值以及最大辐射角如下表所示：

工作介质	折射率	电子 E_{min}^T	质子 E_{min}^T	最大辐射角
He	1.000035	61 MeV	112 kMeV	$\sim 1.3^\circ$
CO ₂	1.00045	16 MeV	30 kMeV	$\sim 1.3^\circ$
H ₂ O(l)	1.333	0.2 MeV	0.488 kMeV	$\sim 41^\circ$

切伦科夫辐射的光谱特征：连续谱，覆盖可见光，在紫外区域最强。

$$-\frac{dE}{dx} = \int 4\pi^2 z^2 e^2 \sin^2 \theta \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

切伦科夫辐射的光强特征：光强很微弱。带电荷为 z 的粒子在单位长度辐射体，波长 λ_1 和 λ_2 之间产生光子数

$$N = \frac{2\pi z^2}{137} \left| \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right| \sin^2 \theta$$

切伦科夫辐射与韧致辐射、闪烁体荧光的特征区别如下表所示：

	切伦科夫辐射	韧致辐射	闪烁体荧光
产生条件	带电粒子 $v \geq c/n$	带电粒子 $\mathbf{v} // \dot{\mathbf{v}}$	与带电粒子的运动形式无关
工作介质	均匀透明，与 n 相关	$\propto Z^2$	荧光特性
辐射角	$\theta = \arccos \frac{1}{n\beta}$	前向辐射， $\theta \neq 0$	各向同性
强度	弱	最强	介于两者之间
光谱	连续谱，紫外波段最强	X 射线	可见光，集中在蓝光波段

且对切伦科夫辐射， $E^T \uparrow, \theta \uparrow$ ；对韧致辐射， $E^T \uparrow, \theta \downarrow$ 。

1.6.2 高能粒子探测器

高能粒子（切伦科夫辐射）探测器（探头）由切伦科夫辐射体、光收集系统和紫外波段 PMT 组合而成。切伦科夫辐射体的选择可以是固体、液体、气体，需要满足对可见光和紫外光透明，折射率均匀，无闪烁。

在设计高能粒子探测器时，同样常用三段式的望远镜结构，此时可选择 D_1 为切伦科夫辐射体， D_2 、 D_3 选用闪烁体。根据探测目的，即探测粒子的阈值能量，选取合适的材料作为切伦科夫辐射体。若入射粒子满足阈值能量要求，则工作方式为 $D_1 \cdot D_2 \cdot \bar{D}_3$ ，其中 D_3 反符合探测器用于排除更高能量的其他种类粒子。若入射粒子能量不足以达到阈值能量，则在 D_1 中无法产生切伦科夫辐射，而在 D_2 中会激发产生信号。

例 1.6.1. 若要探测能量在 15 MeV 以上的粒子，可采用 4 层探测器，如图 1.10 所示。 D_1 是 ΔE 探测器（半导体）， D_2 是切伦科夫探测器， D_3 是 E 探测器（闪烁体）， D_4 是反符合探测器。可以算出 $n = 1.000864$ ，选用 SF₆ 作为工作介质。

对电子而言，

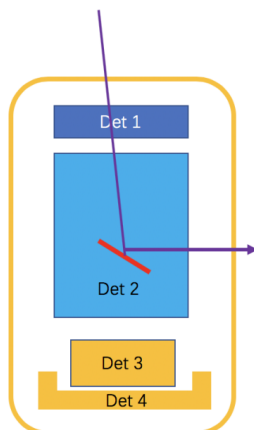


图 1.10: 切伦科夫辐射探测器

- 15 MeV 以下的电子，在 D_2 中无输出， D_1 、 D_3 中有输出；
- 15 MeV 以上的电子，在 D_2 中产生切伦科夫辐射， D_1 、 D_2 和 D_3 中有输出。

对于质子，要在 D_2 中产生输出，需满足 $E_{\min}^T = 2.8 \text{ GeV}$ ，可改设计为使质子通过 D_3 进入 D_4 ，由反符合排除。而对其他质量更大的粒子，其阈值动能更高，同理可以排除。此探测器的工作方式为 $D_1 \cdot D_2 \cdot D_3 \cdot \bar{D}_4$ 。

1.7 低能粒子探测

前面介绍的每一种探测器都存在着一一定的能量下限，但空间中存在着如太阳风粒子、极光粒子、非辐射带磁层粒子等低能粒子，需要一款探测器能够探测这些低能粒子。**静电分析仪**就是其中一种探测方式。

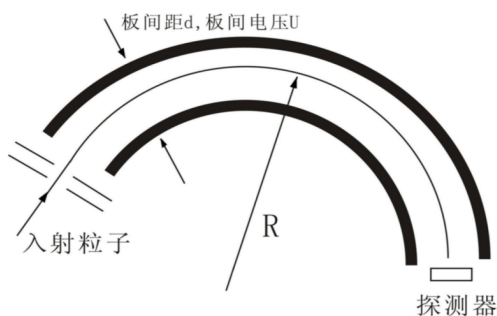


图 1.11: 静电分析仪的结构

粒子的运动方程

$$\frac{Mv^2}{R} = \frac{2E^T}{R} = qE = \frac{qU}{d}$$

$$\Rightarrow \frac{Mv^2}{2q} = \frac{E^T}{q} = \frac{R}{2d}U$$

依据此方程可以通过扫描工作电压来选出不同能量电荷比的粒子，其中粒子速度可以人为加上，从而得到质荷比，给出相应能荷比的入射粒子数量。

第二章 质谱探测

质谱探测与粒子探测的仪器构造有很相似的部分，其一是都有电离区，在中性成分电离时推动离子向加速区运动¹；其二是都有加速区，加速方程

$$\frac{1}{2}mv^2 = qU \quad (2.1)$$

其三是都有探测区，主要选用半导体或闪烁体探测器。

虽然相似，质谱探测与粒子探测还是存在很大的区别。质谱探测不测量粒子的辐射，而将重点放在粒子质荷比的输出上，并且质谱探测可以探测中性粒子。

质谱探测常用的仪器有**磁偏转质谱仪**、**四极质谱仪**、**射频质谱仪**、**飞行时间质谱仪**等。

2.1 磁偏转质谱仪

磁偏转质谱仪在加速区和探测区之间设置一个由一个具有一定曲率半径的磁场简单组成的偏转分析区，分析方程

$$R = \frac{Mv}{qB} \quad (2.2)$$

结合加速方程 (2.1) 导出探测器接受粒子的质荷比

$$\frac{M}{q} = \frac{R^2 B^2}{2U} \quad (2.3)$$

于是单独调节 U 或 B 可获得不同质荷比的粒子。

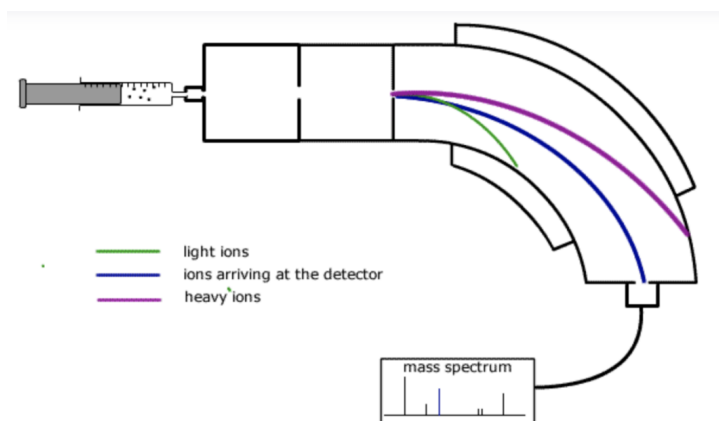


图 2.1: 磁偏转质谱仪的分析区结构

¹由于电子电离物质所需要的能量很小，待测物质进入高速电子束流发射区时被电离，不需很大电压即可在离子推斥板的作用下向加速区运动。

2.2 四极质谱仪

四极质谱仪的分析区由两组具有双曲线结构的极柱组成，每组极柱中的两个相对，且在两组极柱上加上相反的交变电压 $\pm(U + V \cos \omega t)$ 。

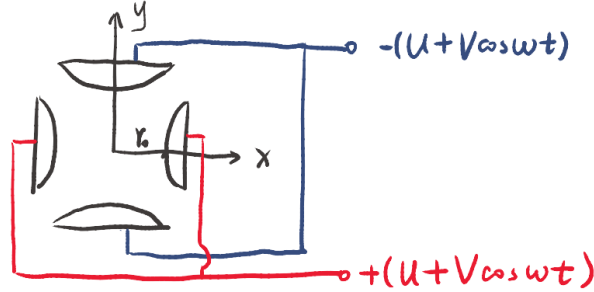


图 2.2: 四极质谱仪的分析区结构

粒子被加速后沿 z 轴进入分析区，仅有部分粒子能够稳定穿过分析区到达探测区，这一部分粒子的质荷比与加速区电压无关，满足

$$\frac{m}{q} = \frac{8U}{r_0^2 \omega^2} \frac{1}{a_0} = \frac{4V}{r_0^2 \omega^2} \frac{1}{b_0} \quad (2.4)$$

其中 r_0 为分析区中心到极柱的最短距离（两个相对电极顶端距离的一半）， a_0 、 b_0 是常数， m/q 的精确度由 a_0 、 b_0 的值决定。

证明. 双曲线方程

$$\frac{x^2 - y^2}{r_0^2} = \pm 1$$

分析区内无电荷分布， $\nabla \phi = 0$ ，即

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0, \quad \phi_0 \left(\frac{x^2 - y^2}{r_0^2} = \pm 1 \right) = \pm (U + V \cos \omega t)$$

上述方程的解为

$$\phi = (U + V \cos \omega t) \frac{x^2 - y^2}{r_0^2}$$

等势线为双曲线。由牛顿第二定律

$$m\mathbf{a} = q\mathbf{E} = -q\nabla\phi$$

$$\begin{cases} m \frac{d^2 x}{dt^2} = -q \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} = -q \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \end{cases} \quad \text{即} \quad \begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{2q}{mr_0^2} (U + V \cos \omega t) x = 0 \\ \frac{d^2 y}{dt^2} - \frac{2q}{mr_0^2} (U + V \cos \omega t) y = 0 \\ \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \end{cases}$$

记 $a = \frac{8Uq}{mr_0^2 \omega^2}$ ， $b = \frac{4Vq}{mr_0^2 \omega^2}$ ，用 t 替换 $\frac{1}{2}\omega t$ ， u 替换 x ，则 x 方向方程化为马修方程

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + (a + 2b \cos 2t)u = 0$$

马修方程是否有解与常数 a 、 b 的选取有关，因此视 a 、 b 为变量，则马修方程的解域图形类似一个箭头。将 x 方向上的马修方程解域与 y 方向上马修方程的解域叠加，重合部

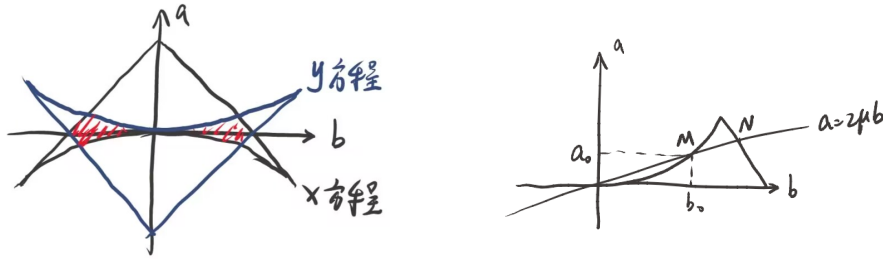


图 2.3: 马修方程的解域

分即为原方程具有稳定解的范围，如图 2.3 所示，红色阴影区域即为四极质谱仪稳定解存在的解域。

设 $\mu = U/V$ ，则 $a = 2\mu b$ 。在马修方程解域中做 $a - b$ 直线，直线与解域边界相交于 M 、 N 两点，其中 M 点坐标为 (a_0, b_0) ，若选用此处 a 、 b 对应的电压信号 U 、 V ，则有

$$\frac{m}{q} = \frac{8U}{r_0^2 \omega^2} \frac{1}{a_0} = \frac{4V}{r_0^2 \omega^2} \frac{1}{b_0}$$

若等比增大 U 、 V 的值，则 m/q 将产生相应的变化； m/q 由小到大，从 M 点进入稳定区，再从 N 点离开稳定区。当 $a - b$ 曲线与马修方程的解域仅有一个交点时，探测器接收的 m/q 达到精确值，但信噪比较低； $a - b$ 曲线与马修方程的解域相交长度越长，探测器接收的质荷比精确度越低，但能够接收到的信号信噪比更高，因此在选取极柱电压时需要选择合适的交变电压。 □

2.3 射频质谱仪

射频质谱仪利用一系列相邻的反向交变电场实现粒子质荷比的分离。设交变电场的频率为 ω ，每一个交变电场的长度为 l ，则探测区接收到的粒子质荷比为

$$\frac{m}{q} = \frac{10.5U}{l^2 \omega^2} \tag{2.5}$$

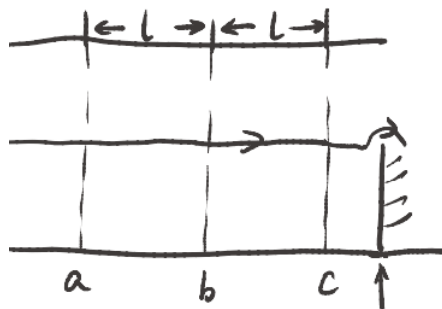


图 2.4: 射频质谱仪的分析区结构

证明. 分别在 ab 、 bc 加上交变电场 $E_{ab} = E \sin(\omega t + \theta)$ 、 $E_{bc} = -E \sin(\omega t + \theta)$ 。

取速度的一阶近似，粒子在 ab 段的飞行时间为 $(0, l/v)$ ， bc 段的飞行时间为 $(2l/v, l/v)$ 。

粒子在电场中获得能量

$$\begin{aligned}\Delta W &= \Delta \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = v \Delta(mv) = v \int F dt \\ &= v \left[\int_0^{l/v} qE \sin(\omega t + \theta) dt + \int_{l/v}^{2l/v} -qE \sin(\omega t + \theta) dt \right] \\ &= \frac{Eqv}{\omega} \left[\cos \theta - 2 \cos \left(\frac{l\omega}{v} + \theta \right) + \cos \left(\frac{2l\omega}{v} + \theta \right) \right]\end{aligned}$$

当 $\frac{l\omega}{v} \approx \frac{3}{4}\pi$ 时, ΔW 取最大值, 因此取该式为分析方程。结合加速方程能够得到

$$\frac{m}{q} \approx \frac{10.5U}{l^2\omega^2} \quad \square$$

2.4 飞行时间质谱仪 (TOF)

在探测任务中, 时间测量很重要, 一般质量测量精度是时间测量精度的两倍。测量起始时间可利用微通道板, 其原理和光电倍增管类似, 当带电粒子穿过时能够产生一个电流, 经放大后接收, 从而得到比较精确的起始时间; 终止时间可利用半导体探测器, 在末尾接收粒子。

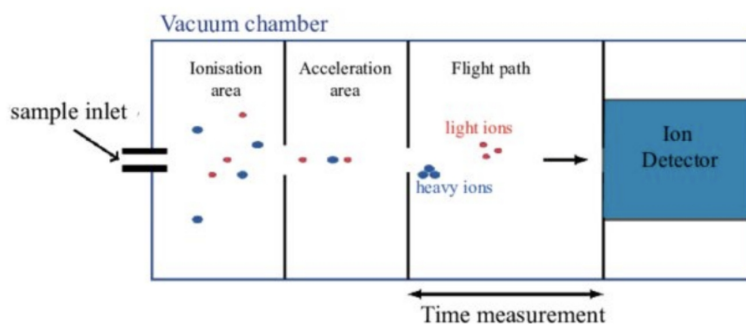


图 2.5: 飞行时间质谱仪

与半导体探测器鉴别粒子种类中的飞行时间法类似, 飞行时间质谱仪采用 $t = l/v$ 为分析方程, 得到探测粒子的质荷比

$$\frac{m}{q} = \frac{2Ut^2}{l^2} \quad (2.6)$$

飞行时间质谱仪同样对时间的精度要求很高, 下面分析飞行时间质谱仪的测量精度与时间精度的依赖性。

由质荷比方程 (2.6) 求变量导出

$$\Delta m = \frac{2Uq}{l^2} \cdot 2t\Delta t$$

即

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{2t\Delta t}{t^2} = 2 \frac{\Delta t}{t} \quad (2.7)$$

第三章 磁场探测

地球上的磁场约为 10^4 nT，金星磁场约为 3 nT，木星磁场约为 10^5 nT，太阳光球层磁场约为 10^8 nT，日冕磁场约为 10^6 nT，行星际磁场 IMF 约为 10 nT。在空间探测任务中，磁场的探测也是很重要的一部分。空间中的磁场强度跨越 6-7 个数量级，因此在不同场景下探测范围和精度要求有所不同。用于磁场探测的仪器主要有旋进式核子磁力仪、磁通门磁强计、光泵磁强计等。

3.1 旋进式核子磁力仪

“旋进”与 Larmor 进动有关；“核子”指质子。该测量属于绝对测量，可定标其他手段。 B_T 、 μ 与 P 分别表示轴向磁场、核子自旋磁矩与核子自旋角动量。由

$$\frac{dP}{dt} = \mu \times B_T$$

即

$$dP = \mu B_T \sin \theta dt = P \sin \theta d\phi$$

可得

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega = \frac{\mu}{P} B_T \quad (3.1)$$

其中旋磁比 $\mu/P \approx 2.67 \times 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ 。可以看出这是一种标量测量。

旋进式核子磁力仪的探测步骤如下：

- ① 极化：对质子在外加磁场作用下定向极化。
- ② 检测磁场：通过测量核子旋进 ω 产生的电动势得到磁场信息

可以看出，它需要经过极化和检测两个不连续的步骤，因此属于不连续测量。

在惯性坐标系下， $\mathbf{B}, \mathbf{E} \rightarrow \mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ 。则

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{m} = \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.2)$$

考察矢量 \mathbf{A} ，惯性系下 $\mathbf{A} = A_x \mathbf{i} + A_y \mathbf{j} + A_z \mathbf{k}$ ；在以 ω 为角速度的旋转系下， $\mathbf{A} = A'_x \mathbf{i}' + A'_y \mathbf{j}' + A'_z \mathbf{k}'$ 。在惯性系下 \mathbf{A} 的全微分

$$\begin{aligned} \frac{D_a \mathbf{A}}{Dt} &= \frac{D_a A_x}{Dt} \mathbf{i} + \frac{D_a A_y}{Dt} \mathbf{j} + \frac{D_a A_z}{Dt} \mathbf{k} \\ &= \frac{DA'_x}{Dt} \mathbf{i}' + \frac{DA'_y}{Dt} \mathbf{j}' + \frac{DA'_z}{Dt} \mathbf{k}' + A'_x \frac{D\mathbf{i}'}{Dt} + A'_y \frac{D\mathbf{j}'}{Dt} + A'_z \frac{D\mathbf{k}'}{Dt} \\ &= \frac{D\mathbf{A}}{Dt} + \omega \times (A'_x \mathbf{i}' + A'_y \mathbf{j}' + A'_z \mathbf{k}') = \frac{D\mathbf{A}}{Dt} + \omega \times \mathbf{A} \end{aligned}$$

把位矢 \mathbf{r} 代入有

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$$

其中 \mathbf{v}' 为旋转坐标下速度。联立

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{D\mathbf{v}'}{Dt} + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v}' + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \quad (3.3)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}' + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \quad (3.4)$$

代入 (3.2) 可得

$$\frac{d\mathbf{v}'}{dt} = \frac{q}{m}\mathbf{E} + \frac{q}{m}\mathbf{v}' \times \left(\mathbf{B} + \frac{2m}{q}\boldsymbol{\omega}\right) + (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \times \left(\frac{q}{m}\mathbf{B} + \boldsymbol{\omega}\right) \quad (3.5)$$

当 $\boldsymbol{\omega} = -q\mathbf{B}/2m$ 时,

$$\frac{d\mathbf{v}'}{dt} = \frac{q}{m}\mathbf{E}$$

特别在 $\mathbf{E} = \mathbf{0}$ 时, $d\mathbf{v}'/dt = 0$ 。

3.2 光泵磁强计

利用 Zeeman 效应产生的谱线分裂与外磁场的关系。

电子绕核运动的轨道角动量 $\mathbf{L} = mvr\mathbf{n}$, 产生电流 $i = -ev/2\pi r$, 轨道磁矩 $\boldsymbol{\mu}_L = iA\mathbf{n} = -evr\mathbf{n}/2$ 。可以得到

$$\frac{\boldsymbol{\mu}_L}{L} = -\frac{e}{2m} \quad (3.6)$$

定义 Bohr 磁子 $\mu_B = e\hbar/2m$ 有

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\frac{\mu_B}{\hbar}\mathbf{L} \quad (3.7)$$

L 是量子化的, $L^2 = l(l+1)\hbar^2$, $l = 0, 1, \dots, n$ 。轴向角动量 $L_z = m_l\hbar$, $m_l = -l, \dots, l$, $\mu_{Lz} = -m_l\mu_B$ 。

电子自旋角动量 \mathbf{S} 满足

$$\boldsymbol{\mu}_S = -\frac{2\mu_B}{\hbar}\mathbf{S} \quad (3.8)$$

S 量子化, $S^2 = s(s+1)\hbar^2$, $s = 1/2$ 。 $S_z = m_s\hbar$, $m_s = \pm 1/2$; $\mu_{Sz} = -2m_s\mu_B$ 。

L-S 耦合存在, 总角动量 $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, 总磁矩 $\boldsymbol{\mu}_J = \boldsymbol{\mu}_L + \boldsymbol{\mu}_S$ 。 J 量子化, $J^2 = j(j+1)\hbar^2$, $j = l + s, \dots, |l - s|$; $J_z = m_j\hbar$, $m_j = -j, \dots, j$ 。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}_J &= -\frac{\mu_B}{\hbar}\mathbf{J} \left(1 + \frac{J^2 + S^2 - L^2}{2J^2}\right) \\ &= -\frac{\mu_B}{\hbar} \left(1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}\right) \mathbf{J} = -g_j \frac{\mu_B}{\hbar} \mathbf{J} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$\mu_{Jz} = -g_j m_j \mu_B$, $m_j = -j, \dots, j$ 。

Zeeman 效应: 在外场 \ll 原子内磁场时, 在外场 \mathbf{B} 作用下, 原子能量增加

$$U = -\boldsymbol{\mu}_j \cdot \mathbf{B} = -\mu_{Jz} B = g_j m_j \mu_B B \quad (3.10)$$

相邻两个 Zeeman 能级的能级差 $\Delta E = g_j \mu_B B = h\nu$, 可得

$$\nu = \frac{g_j \mu_B}{h} \cdot B \quad (3.11)$$

所谓“泵”就是在仪器中先使得核子获得能量处于激发态，再在外磁场作用下进行测量。多电子体系中，角动量是各个电子角动量之和

$$L = \sum L_i, \quad S = \sum S_i, \quad J = \sum J_i$$

而电子能态可表示为 $^{2s+1}L_j$ 。在探测中倾向于利用电子的亚稳态，因为其寿命比较长，也具有能测量的跃迁激发光。

利用 He 作为工作气体，其接收 20 eV 能量后被激发到 3S_1 亚稳态，根据能态表达 $^{2s+1}L_j \Rightarrow l=0, s=1, j=1$ ，由 $m_j=1 \rightarrow m_j=0$ 跃迁， $g_j=2$ ，可得 $\nu = 2.799 \times 10^6 B$ ，即可得到磁场的强度。为制备可用于探测的 He 原子能态，采用光抽运 \rightarrow 布居反转技术，将 He 激发到一个不稳定能态 3P_0 ，激发后电子本应均匀地跃迁回亚稳态的三个能态，但根据选择定则，向下跃迁不能实现 $m_j=0 \rightarrow m_j=0$ ，从而使处于 $m_j=1$ 态的 He 越来越多，再进一步使其向 $m_j=0$ 跃迁并检测产生的辐射。最后，在光检测中，利用电子的顺磁共振，在射频电场的作用下，观察到光强再次下降所对应的交变电场频率即为跃迁发光的频率。

3.3 磁通门磁强计

在环境磁场相对于驱动场缓变，且不强于铁磁性介质达到饱和和磁化强度所对应的磁场强度的情况下，磁通门磁强计可有效地进行磁场测量。

首先介绍铁磁性介质的磁化特性：

1. 在外加磁场的的作用下，其磁化强度会增加至饱和；
2. 退磁时，外场为 0 情况下磁化强度未达到 0，而是在外磁场反向时减为 0；
3. 继续反向增大外场，其磁化强度达到反向饱和，在反向退磁时产生和正向退磁相对称的曲线，即磁滞回线，如图 3.1 所示。可记图中 C' 对应的外磁场强度 H_c 为**矫顽力**。

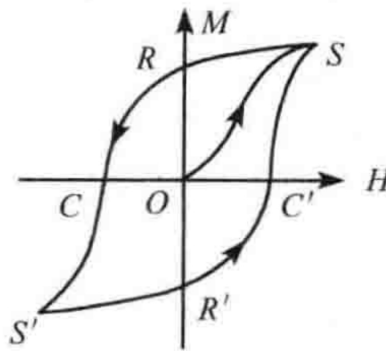


图 3.1: 磁滞回线

磁通门磁强计的设计思路，是采用高磁导率、低矫顽力的铁磁性介质，通过电磁感应将驱动场和待测场分割。实际采用的仪器及设计方式如图 3.2，以 (a)(ii) 为例，线圈在铁磁性介质上的两个半侧绕行方向相反，在无外场的情况下介质中左右半边的磁导抵消，因此无信号输出；在有外场时，正负方向的磁导变化会受到相应影响，从而有净输出。在以 ω 频率驱动时，会得到 2ω 频率的输出，如图 3.2 (b) 所示。

在工作过程中，sensor 感应电动势

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{d(\mu SNH)}{dt} \Rightarrow \mathcal{E}(t) = -\frac{SNd(\mu H)}{dt}$$

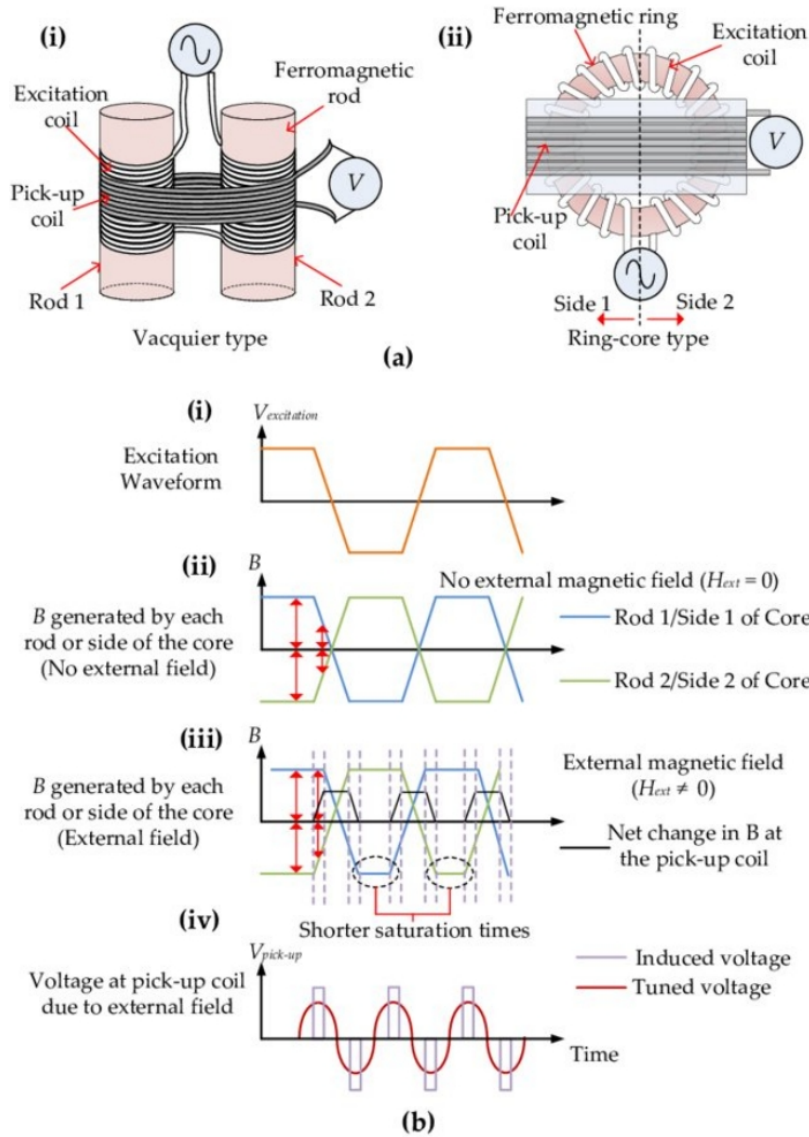


图 3.2: 磁通门磁强计结构和工作状态

其中 μ 为磁导率, S 是面积, N 为线圈匝数, H 为磁场强度, 满足

$$H = H_0 \cos \omega t + H_{\text{ext}}(t), \quad \mu = \mu_0 + \mu_2 \cos 2\omega t + \dots$$

其中 μ 按特征频率 2ω 做了 Fourier 展开。在外磁场缓变的条件下,

$$\frac{d(H_0 \cos \omega t)}{dt} = -H_0 \omega \sin \omega t, \quad \frac{dH_{\text{ext}}(t)}{dt} = 0, \quad \frac{d\mu}{dt} = -2\omega \mu_2 \sin 2\omega t + \dots$$

所以

$$\mathcal{E}(t) = -SN\mu \frac{dH}{dt} - SNH \frac{d\mu}{dt} \quad (3.12)$$

可推知

$$\mathcal{E}_0(t) = \omega H_0 NS \left[\left(\mu_0 + \frac{1}{2} \mu_2 \right) \sin \omega t + \frac{3}{2} \mu_2 \sin 3\omega t + \dots \right] \quad (3.13)$$

$$\mathcal{E}_{\text{ext}}(t) = 2NS\omega H_{\text{ext}}(t) (\mu_2 \sin 2\omega t + \dots) \quad (3.14)$$

分别含 Fourier 展开的奇数与偶数项和。

第四章 光谱探测

4.1 概念

1. 色散率：单位波长在空间中分开的距离。

$$\text{角色散率: } D_{\theta} = \frac{d\theta}{d\lambda} \text{ (rad/nm)}$$

$$\text{线色散率: } D_l = \frac{dl}{d\lambda} = f \frac{d\theta}{d\lambda} = f D_{\theta}$$

2. 分辨率：分辨相邻两个谱线的能力。

Rayleigh 判据：两条强度相同、形状相同的谱线，当一条谱线的主极大与另一条谱线第一极小值重合时，这两条谱线恰好能分辨，其大致示意如图 4.1 所示。 $R = \lambda/\Delta\lambda$ 。

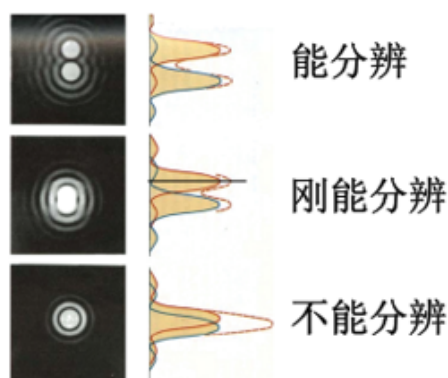


图 4.1: Rayleigh 判据示意图

3. 色差：不同波长光对应不同折射率所引起的散焦。可分为位置色差和横向色差。

4.2 光栅

4.2.1 光栅原理

Fraunhofer 衍射告诉我们

$$I_{\theta} = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2, \quad \alpha = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} \quad (4.1)$$

取得极大值的条件是 $\alpha = 0$ 且 $\sin \alpha = 0$ ，有 $a \sin \theta = 0 \Rightarrow \theta = 0$ ；零点需满足 $\alpha \neq 0$ 且 $\sin \alpha = 0$ ，得 $a \sin \theta = k\lambda$ ， $k \neq 0$ 。衍射图样光强分布如图 4.2 所示。

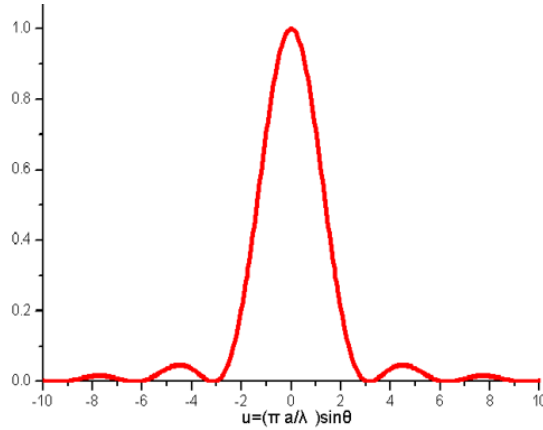
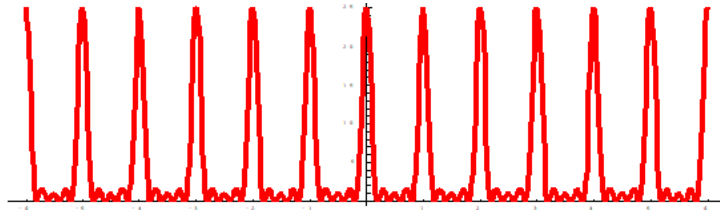


图 4.2: Fraunhofer 衍射图样光强分布

若加上多缝干涉的影响, 设有 N 条单缝, 单缝宽度 a , 缝与缝间距为 d , $d \ll a$, 有

$$I_{\theta} = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta} \right)^2, \quad \beta = \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} \quad (4.2)$$

其中 $d \sin \theta$ 为相邻两缝的光程差, 含 β 项因子称为缝间干涉因子, 其取值图像如图 4.3 所示。

图 4.3: 缝间干涉因子取值图像 (此取 $N = 5$)

多缝衍射光强极大值在 $\sin N\beta = 0$ 且 $\sin \beta = 0$, 即

$$d \sin \theta = k\lambda \quad (4.3)$$

时取得。可见, 在多缝干涉中, 除了 $k = 0$ 的主极大位置外, 可以分光, 有式 (4.3); 在 $k = 0$ 时, 无法分光。

$$\begin{cases} \text{单缝: 几何光学决定中央主极大的位置;} \\ \text{多缝: 相邻两缝的光程差 } \Delta L \neq 0, \Delta L = k\lambda \end{cases}$$

为了实现中央主极大附近相邻缝间光程差不为 0, 可以利用闪耀光栅, 这里光栅面法向与栅格面法向不平行。 θ_b 为闪耀角, $d \sim a$, 在光沿栅格法向平行入射时, 主极大位置与入射光反向, 相邻缝入射与反射光线光程差均为 $d \sin \theta_b$, 于是相邻两缝总光程差

$$\Delta L = 2d \sin \theta_b = k\lambda_k \quad (4.4)$$

得到该场景下的光栅方程。

在垂直光栅平面入射的场景下, 主极大位于几何反射方向, 相邻缝平行的入射光无光程差, 反射光光程差 $d \sin 2\theta_b$, 该场景光栅方程

$$\Delta L = d \sin 2\theta_b = k\lambda_k \quad (4.5)$$

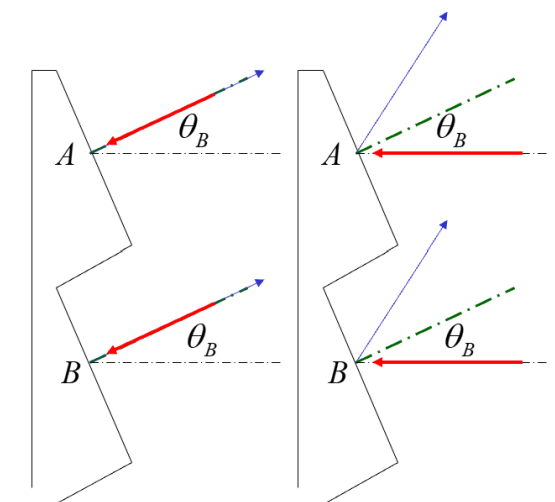


图 4.4: 闪耀光栅的两种入射情景

图 4.4 为上述两种情景的示意图。

此外，有通用光栅方程

$$d(\sin \theta_i + \sin \theta) = k\lambda \quad (4.6)$$

其中 θ_i 为入射光线与光栅法向夹角。当入射光线与反（透）射光线在法向同侧时取“+”，反之取“-”。

4.2.2 主要参数

采用最简单的光栅方程 (4.3) 进行分析。

① 色散率: $d \cos \theta d\theta = k d\lambda \Rightarrow D_\theta = k/d \cos \theta_k$ 。傍轴条件下 $D_\theta \approx k/d$, $D_l \approx f D_\theta$ 。

② 分辨率: $(\sin N\beta / \sin \beta)^2 = 1$ 极大, 有光栅方程。 $(\sin N\beta / \sin \beta)^2 = 0$ 要求 $\sin N\beta = 0$ 且 $\sin \beta \neq 0$, 有

$$d \sin \theta = \left(k + \frac{m}{N}\right) \lambda, \quad m = 1, 2, \dots, N-1 \quad (4.7)$$

取第一个零点, $d \sin(\theta + \Delta\theta) = (k + 1/N)\lambda$, 结合光栅方程可得

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd \cos \theta} \quad (4.8)$$

如果相邻两个波长被色散角度 $d\theta$, 可知 $d\theta \geq \Delta\theta$, 两个波长刚好可分辨。由色散率

$$d\lambda = \frac{d\theta}{D_\theta} = \frac{\Delta\theta}{D_\theta} = \frac{\lambda}{kN}$$

可得 Rayleigh 判据意义下的分辨率

$$R = kN \quad (4.9)$$

③ 刻线密度 $1/d$, 有效宽度 $D \Rightarrow N = D/d$ 。

4.3 法布里 - 珀罗 (FP) 干涉仪

Fabry-Perot 干涉仪的原理是多光束干涉。设振幅由外向内透射率为 t ，由内向外透射率为 t' ；在外表反射率为 r ，内表面反射率为 r' 。相邻反（透）射光线光程差

$$\Delta L = 2nh \cos i \quad (4.10)$$

相位差

$$\delta = \frac{2\pi\Delta L}{\lambda} = \frac{4\pi nh \cos i}{\lambda} \quad (4.11)$$

结合 Stokes 倒逆关系，

$$\begin{cases} r' = -r \\ r^2 + tt' = 1 \end{cases}$$

可得反射振幅 \Rightarrow 反射复振幅

$$\begin{cases} A_1 = Ar = -Ar' \\ A_2 = Atr't' \\ A_3 = Atr'^3t' \\ \vdots \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tilde{U}'_1 = -Ar' \\ \tilde{U}'_2 = Atr't'e^{i\delta} \\ \tilde{U}'_3 = Atr'^3t'e^{2i\delta} \\ \vdots \end{cases} \quad (4.12)$$

透射振幅 \Rightarrow 透射复振幅

$$\begin{cases} A'_1 = Att' \\ A'_2 = Atr'^2t' \\ A'_3 = Atr'^4t' \\ \vdots \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tilde{U}'_1 = Att' \\ \tilde{U}'_2 = Atr'^2t'e^{i\delta} \\ \tilde{U}'_3 = Atr'^4t'e^{2i\delta} \\ \vdots \end{cases} \quad (4.13)$$

可得

$$\tilde{U}_T = \frac{Att'}{1 - r'^2 e^{i\delta}} = \frac{A(1 - r'^2)}{1 - r'^2 e^{i\delta}} \quad (4.14)$$

$$I_T = \tilde{U}_T \tilde{U}_T^* = \frac{I_0(1 - r'^2)^2}{1 - 2r'^2 \cos \delta + r'^4} = \frac{I_0(1 - r^2)^2}{1 - 2r^2 \cos \delta + r^4} \quad (4.15)$$

光强反射率 $R = r^2$ ，于是

$$I_T = \frac{I_0(1 - R)^2}{1 - 2R \cos \delta + R^2} = \frac{I_0}{1 + 4R \sin^2(\delta/2)/(1 - R)^2} \quad (4.16)$$

$$I_R = I_0 - I_T = \frac{I_0}{1 + (1 - R)^2/4R \sin^2(\delta/2)} \quad (4.17)$$

I_T 极大值在 $\sin(\delta/2) = 0$ 时取得，有 $\delta = 2k\pi$ ，光程差

$$\frac{4\pi nh \cos i}{\lambda} = k\pi$$

得 FP 干涉条件

$$2nh \cos i = k\lambda \quad (4.18)$$

同理，极小值有 $\delta = (2k + 1)\pi$ 。总结 FP 干涉条件：

- ① 两片绝对平行的平面镜
 ② 反射率是高反, 即 $R \rightarrow 1$ 。

主要参数: 半高全宽 ε 。当 $\delta = 2k\pi \pm \varepsilon/2$ 时, $I_T = I_0/2$ 。由

$$\frac{1}{2}I_0 = I_0 \frac{1}{1 + \frac{4R \sin^2(k\pi \pm \varepsilon/4)}{(1-R)^2}}$$

得

$$\varepsilon = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \quad (4.19)$$

- ① 条纹细锐程度。给定 λ , 有

$$d\delta = -\frac{4\pi nh \sin i \, di}{\lambda}$$

第 k 级亮纹角宽度 $di = \Delta i_k$, 取 $d\delta = \varepsilon$, 则有

$$\Delta i_k = \frac{\lambda}{2\pi nh \sin i_k} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (4.20)$$

- ② FP 干涉加强的波长 (频率) 选择。给 $i (i=0)$ 干涉加强 $2nh \cos i = 2nh = k\lambda$, 对应 $\lambda_k = 2nh/k$, $f_k = c/\lambda_k = kc/2nh$ 。进一步, 对应 $f_k(\lambda_k)$ 的谱宽有多少? 由

$$d\delta = -\frac{4\pi nh \, d\lambda}{\lambda^2} = \varepsilon = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}$$

定义 $d\lambda \equiv \Delta \lambda_k$, 利用 $2nh = k\lambda$, 可得

$$\Delta \lambda_k = \frac{\lambda^2}{k\pi} \frac{1-R}{\sqrt{R}}, \quad \Delta f_k = \frac{c}{\pi k \lambda_k} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (4.21)$$

- ③ 分辨率。由式 (4.18) 代入 λ 与 $\lambda + \delta\lambda$, 两谱线亮纹的角距离 $\delta i_k = i_k - i'_k$, 两式相减有

$$\delta i_k = \frac{k}{2nh \sin i_k} \delta\lambda \quad (4.22)$$

由 Rayleigh 判据, 当 $\delta i_k \geq \Delta i_k$ 时, 两谱线恰好可以分辨。二者相等时, 得到

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{k\pi} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (4.23)$$

利用分辨率定义,

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = k\pi \frac{\sqrt{R}}{1-R}, \quad \text{精细度 } F = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (4.24)$$

第二部分

间接探测手段

第五章 红外/微波遥感探测

5.1 基本术语

辐射通量: 单位时间, 通过给定面积的能量 Φ ($\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$)。

通量密度: 单位面积上的辐射通量 $d\Phi/dS$ ($\text{J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$), 包括由表面向外发出的部分, 即**辐出度** F ; 与入射到表面的通量, 即**辐照度** E 。

能量密度: 单位体积, 辐射体发出的能量 U ($\text{J}\cdot\text{m}^{-3}$)。

辐射强度: 面元在给定方向单位立体角内的辐射通量 $L = d\Phi/d\Omega$ ($\text{J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{rad}^{-1}$)。

辐射亮度: 面元在给定方向, 单位立体角, 单位投影面元的辐射通量

$$I = \frac{d^2\Phi}{d\Omega \cdot dS \cos\theta} \quad (\text{J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{rad}^{-1})$$

对各向同性的辐射体,

$$I = \frac{F}{4\pi} = \frac{cU}{4\pi}$$

单色辐射亮度 (谱辐射亮度): 单位波长的辐射亮度

$$I_\lambda = \frac{dI}{d\lambda} \quad (\text{J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{rad}^{-1})$$

另一种定义为单位波数的辐射亮度

$$I_{\tilde{\nu}} = \frac{dI}{d\tilde{\nu}} \quad (\text{J}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{rad}^{-1})$$

二者存在以下关系

$$I_{\tilde{\nu}} = \frac{dI}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\tilde{\nu}} = -I_\lambda \tilde{\nu}^2$$

单位频率上辐射亮度: $I_f = dI/df$ 。

5.2 辐射定律

5.2.1 Planck 定律

黑体单色的辐射亮度

$$B_{\tilde{\nu}} = \frac{2hc^2\tilde{\nu}^3}{e^{hc\tilde{\nu}/kT} - 1}, \quad B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}, \quad B_f = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \quad (5.1)$$

5.2.2 Stefan-Boltzmann 定律

黑体辐出度与温度的四次方成正比。

$$F = \sigma T^4 = \int F_{\tilde{\nu}} d\tilde{\nu}, \quad \sigma = 5.6694 \times 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4} \quad (5.2)$$

5.2.3 Wien 位移定律

黑体辐射本领最强对应的波长与绝对温度之积为常数。

$$\lambda_{\max} T = a, \quad a = 0.2897 \text{ cm} \cdot \text{K} \quad (5.3)$$

5.3 大气吸收和辐射

5.3.1 谱线加宽

定义光谱吸收函数 $k(\tilde{\nu}) = sf(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)$, 其中 s 为线强因子, $f(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)$ 为线型函数, 有

$$s = \int_{-\infty}^{\tilde{\nu}_0} k(\tilde{\nu}) d\tilde{\nu}, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0) d\tilde{\nu} = 1$$

谱线加宽通常有如下类型:

① 自然加宽——Lorentz 线型

$$f(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta_N}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + \delta_N^2}, \quad \delta_N = \frac{1}{4\pi\Delta t_j} \quad (5.4)$$

其中 Δt_j 为激发态的寿命。

② 压力加宽——分子相互碰撞

$$f(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta_L}{(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2 + \delta_L^2}, \quad \delta_L = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (5.5)$$

其中 τ 为平均碰撞时间。

③ Doppler 加宽——分子热运动引起

$$f(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0) = \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi kT\tilde{\nu}_0^2}} \exp\left[-\frac{mc^2(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_0)^2}{2kT\tilde{\nu}_0^2}\right] \quad (5.6)$$

其中 m 、 T 分别为分子质量和温度。

5.3.2 Lambert-Beer (朗伯-比尔) 定律

设 $I_{\tilde{\nu}}$ 为单色辐亮度, ρ 为吸收气体的密度, $k_{\tilde{\nu}}$ 为光谱的吸收系数, 则在光传播路径上的气体吸收可表达为

$$dI_{\tilde{\nu}} = -k_{\tilde{\nu}}\rho \cdot I_{\tilde{\nu}} ds$$

对 $0 \rightarrow s_1$ 路径积分, 得到

$$I_{\tilde{\nu}} = I_{\tilde{\nu}}(0) \exp\left[-\int_0^{s_1} k_{\tilde{\nu}}\rho ds\right] \quad (5.7)$$

定义 $u = \int_0^{s_1} \rho ds$ 为光学路径, 则当 $k_{\tilde{\nu}}$ 在光学路径上不变时, 上式可表达为

$$I_{\tilde{\nu}} = I_{\tilde{\nu}}(0)e^{-k_{\tilde{\nu}}u} \quad (5.8)$$

5.3.3 光谱吸收率和透过率

定义光谱透过率

$$\mathcal{T}_{\bar{\nu}} = \frac{I_{\bar{\nu}}(s_1)}{I_{\bar{\nu}}(0)} = e^{-k_{\bar{\nu}}u} \quad (5.9)$$

光谱吸收率

$$\mathcal{A}_{\bar{\nu}} = \frac{I_{\bar{\nu}}(0) - I_{\bar{\nu}}(s_1)}{I_{\bar{\nu}}(0)} = 1 - e^{-k_{\bar{\nu}}u} \quad (5.10)$$

5.3.4 太阳辐射

太阳常数: 在日地平均距离上, 单位面积所接收的太阳辐射通量 ($d\Phi/dS$)。 $S_0 = 1353 \text{ W/m}^2$ 。

5.3.5 大气吸收

$$\begin{cases} \text{红外: CO}_2, \text{H}_2\text{O} & k_{\bar{\nu}}(\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}) \\ \text{紫外: O}_3, \text{O} & k_{\bar{\nu}}(\text{O}_3/\text{O}) \end{cases}$$

其中常用 CO_2 作为大气探测的主要对象, 原因是它具有稳定的混合比。

大气的非吸收谱被称为“大气窗口”, 此处 $k_{\bar{\nu}} = 0$, 包括可见光、射电波段、 $8\sim 13 \mu\text{m}$ 的红外窗口等。

5.4 非散射大气传输方程

红外 \rightarrow 大气 \rightarrow 黑体

5.4.1 Schwarzschild 方程

假定: 局地热平衡, 黑体 $B_{\bar{\nu}}(T)$ 近似。有

$$dI_{\bar{\nu}} = -I_{\bar{\nu}}k_{\bar{\nu}}\rho ds + B_{\bar{\nu}}(T)k_{\bar{\nu}}\rho ds$$

得到

$$B_{\bar{\nu}}(T) = \frac{2hc^2\bar{\nu}^3}{e^{ch\bar{\nu}/kT} - 1} \quad (5.11)$$

$$\frac{dI_{\bar{\nu}}}{k_{\bar{\nu}}\rho ds} = -I_{\bar{\nu}} + B_{\bar{\nu}}(T)$$

定义光学厚度 $\tau_{\bar{\nu}}(s_1, s) = \int_s^{s_1} k_{\bar{\nu}}\rho ds$, 有

$$d\tau_{\bar{\nu}}(s_1, s) = -k_{\bar{\nu}}\rho ds$$

推出

$$\frac{dI_{\bar{\nu}}}{d\tau_{\bar{\nu}}(s_1, s)} = I_{\bar{\nu}} - B_{\bar{\nu}}(T)$$

两边乘以 $e^{-\tau_{\bar{\nu}}(s_1, s)}$, 积分得到

$$I_{\bar{\nu}}(s_1) = I_{\bar{\nu}}(0)e^{-\tau_{\bar{\nu}}(s_1, 0)} + \int_s^{s_1} B_{\bar{\nu}}(T)e^{-\tau_{\bar{\nu}}(s_1, s)}k_{\bar{\nu}}\rho ds \quad (5.12)$$

5.4.2 平面平行大气的传输方程

假设大气水平均一，所有参数只与高度 z 有关。 $ds = dz/\cos\theta$ ，则

$$\cos\theta \frac{dI_{\tilde{\nu}}}{k_{\tilde{\nu}}\rho dz} = -I_{\tilde{\nu}} + B_{\tilde{\nu}}(T)$$

定义垂直光学厚度 $\tau_{\tilde{\nu}} = \int_z^{\infty} k_{\tilde{\nu}}\rho dz$ ， $d\tau_{\tilde{\nu}} = -k_{\tilde{\nu}}\rho dz$ 。引入 $\mu = \cos\theta$ ， $0 < \mu \leq 1$ ，积分即可得到地面向上的辐射传输方程 ($0 \leq \theta < \pi/2$):

$$I_{\tilde{\nu}}(\tau, \mu) = I_{\tilde{\nu}}(\tau_1, \mu)e^{-(\tau_1-\tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} B_{\tilde{\nu}}(T)e^{-(\tau'-\tau)/\mu} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (5.13)$$

另 $-\mu = \cos\theta$ ($\theta > \pi/2$) 得天顶向下的传输方程

$$I_{\tilde{\nu}}(\tau, -\mu) = I_{\tilde{\nu}}(0, -\mu)e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} B_{\tilde{\nu}}(T)e^{-(\tau'-\tau)/\mu} \frac{d\tau'}{\mu} \quad (5.14)$$

例 5.4.1. 卫星在 $z = \infty$ 处，垂直向下观测到来自地表的辐射

$$z = \infty \longrightarrow \tau = 0$$

$$I_{\tilde{\nu}}(0) = \underbrace{I_{\tilde{\nu}}(\tau_1)}_{\text{地表}} e^{-\tau_1} + \int_0^{\tau_1} \underbrace{B_{\tilde{\nu}}(T)}_{\text{大气}} e^{-\tau'} d\tau'$$

由于大气窗口的存在，利用红外可区分二者，再反解出有关的大气数据。

5.5 大气温度垂直遥感

选择红外波段 $\tilde{\nu}$ 的卫星垂直向下观测大气的辐射。辐射强度包括地表产生的辐射及其衰减，以及上层大气中的辐射积分：

$$I_{\tilde{\nu}}(0) = I_{\tilde{\nu}}e^{-\tau_1} + \int_0^{\tau_1} B_{\tilde{\nu}}(T)e^{-\tau} d\tau \quad (5.15)$$

以 z, p 作为坐标，

$$e^{-\tau} = \exp\left[-\int_z^{\infty} k_{\tilde{\nu}}\rho dz\right]$$

根据透过率的定义，

$$\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(\infty, z) = \exp\left[-\int_z^{\infty} k_{\tilde{\nu}}\rho dz\right]$$

同理可得 $\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p)$ 。根据流体静力学平衡， $\rho dz = -q dp/g$ ，其中 q 为气体的质量混合比。于是

$$\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p) = \exp\left[\frac{1}{g} \int_p^0 k_{\tilde{\nu}}q dp\right] \quad (5.16)$$

能否反演出大气数据，关键在于透过率函数是否满足一定的性质。对 (5.15) 作如下处理

$$I_{\tilde{\nu}}(0) = I_{\tilde{\nu}}(\tau_1)e^{-\tau_1} - \int_0^{\tau_1} B_{\tilde{\nu}}(T) de^{-\tau}$$

于是

$$z: \quad I_{\tilde{\nu}}(\infty) = I_{\tilde{\nu}}(0)\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(\infty, 0) + \int_0^{\infty} B_{\tilde{\nu}}(T) \frac{\partial \mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(\infty, z)}{\partial z} dz \quad (5.17)$$

$$p: \quad I_{\tilde{\nu}}(0) = I_{\tilde{\nu}}(p_s)\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p_s) + \int_p^0 B_{\tilde{\nu}}(T) \frac{\partial \mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} dp \quad (5.18)$$

式中从左到右三项分别对应卫星接收、地面贡献与大气贡献，且 $I_{\tilde{\nu}}$ 项均可改写为 $B_{\tilde{\nu}}(T)$ 。在红外波段，地面、大气辐射均可视为黑体：

$$B_{\tilde{\nu}}(T) = \frac{2hc^2\tilde{\nu}^3}{e^{ch\tilde{\nu}/kT} - 1}$$

1. 分离地面的影响，选取大气红外窗口。可选取 $\nu_0 \in (8, 13) \mu\text{m}$ ， $\mathcal{T}_{\nu_0}(0, p_s) \equiv 1$ 。以 p ：

$$I_{\nu_0}(0) = B_{\nu_0}(T_s) \Rightarrow T_s。$$

2. 确定温度垂直分布 ($T_s \rightarrow B_{\tilde{\nu}}(T_s) \rightarrow$ 已知量)。

定义

$$I_{\tilde{\nu}}(0) = \overbrace{I_{\tilde{\nu}}(0)}^{\text{卫星}} - \underbrace{B_{\tilde{\nu}}(T_s)\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p_s)}_{\text{利用}\tilde{\nu}_0\text{确定}}$$

其中已知的

$$I_{\tilde{\nu}}(0) = \int_{p_s}^0 B_{\tilde{\nu}}(T(p)) \frac{\partial \mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} dp$$

而权函数

$$\frac{\partial \mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} = k(\tilde{\nu}, p)$$

找到某个红外波段 $\tilde{\nu}_1$ ，满足对于特定高度 $p = p_1$ ，权函数

$$\begin{aligned} k(\tilde{\nu}_1, p_1) &= k_1 \delta(p - p_1) \\ \Rightarrow I_{\tilde{\nu}_1}(0) &= k_1 B_{\tilde{\nu}_1}(T(p_1)) \end{aligned} \quad (5.19)$$

于是能找到 M 个波段 $\tilde{\nu}_i$ ， $i = 1, \dots, M$ 满足 $k(\tilde{\nu}_i, p_i) = k_i \delta(p - p_i)$ ， p_i 是不同气压高度。

$$\mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p) = \exp \left[\frac{1}{g} \int_p^0 k_{\tilde{\nu}}(p') q(p') dp' \right] \quad (5.20)$$

线性反演方法：

$$I_{\tilde{\nu}}(0) = \int_{p_s}^0 B_{\tilde{\nu}}(T(p)) \frac{\partial \mathcal{T}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} dp$$

其中 $B_{\tilde{\nu}}(T(p))$ 是未知且可展开的函数。接下来

$$g(\tilde{\nu}) = \int_{p_0}^0 f(p) k(\tilde{\nu}, p) dp$$

取 M 个波段 $\tilde{\nu}_i$ 得 $g(\tilde{\nu}_i)$ 与 $k(\tilde{\nu}_i, p)$ ，有

$$g_i = \int_{p_s}^0 f(p) k_i(p) dp \quad i = 1, \dots, M$$

找到一组正交函数，展开 $f(p) = \sum_{j=1}^N f_j W_j(p)$ ， W_j 为已知正交函数，下一步就是确定 f_j 。由

$$\begin{aligned} g_i &= \int_{p_s}^0 \sum_{j=1}^N f_j W_j(p) k_i(p) dp \\ &= \sum_{j=1}^N f_j \int_{p_s}^0 W_j(p) k_i(p) dp, \quad i = 1, \dots, M \end{aligned}$$

定义 $A_{ij} = \int_{p_s}^0 W_j(p) k_i(p) dp$ ，得 $g_i = \sum_{j=1}^N A_{ij} f_j$ ， $i = 1, \dots, M$ 。有

$$\mathbf{g} = (g_1, g_2, \dots, g_M)^T, \quad \mathbf{f} = (f_1, f_2, \dots, f_N)^T$$

于是根据 $\mathbf{g} = \mathbf{A}\mathbf{f}$ 可算出 $\mathbf{f} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{g}$ 。

5.6 大气温度的微波遥感

微波波段

$$B_{\tilde{\nu}}(T) = \frac{2hc^2\tilde{\nu}^3}{e^{-ch\tilde{\nu}/kT} - 1} \approx 2c^2\tilde{\nu}^2kT \quad (5.21)$$

取约等于的依据是 $ch\tilde{\nu}/kT \ll 1$ 。问题在于，微波波段地面不完全是黑体辐射，存在与下垫面相关的发射系数 $\varepsilon_{\tilde{\nu}} < 1$ 。若当地面温度 T_s 视为黑体， $B_{\tilde{\nu}}(T_s)$ ，地面实际发射 $\varepsilon_{\tilde{\nu}}B_{\tilde{\nu}}(T_s)$ ；此外，大气向下辐射，有 $1 - \varepsilon_{\tilde{\nu}}$ 部分被地面反射。

地面贡献：

① 地面本身—— $\varepsilon_{\tilde{\nu}}B_{\tilde{\nu}}(T_s)$

② 大气向下的辐射 I:

$$\int_0^{p_s} B_{\tilde{\nu}}(T) \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(p_s, p)}{\partial p} dp$$

被地面反射 II:

$$(1 - \varepsilon_{\tilde{\nu}}) \int_0^{p_s} B_{\tilde{\nu}}(T) \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(p_s, p)}{\partial p} dp$$

大气向上的辐射 III:

$$\int_{p_s}^0 B_{\tilde{\nu}}(T) \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} dp$$

故卫星接收的垂直向上的微波辐射：

$$I_{\tilde{\nu}}(0) = \varepsilon_{\tilde{\nu}}B_{\tilde{\nu}}(T_s)\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p_s) + (1 - \varepsilon_{\tilde{\nu}}) \int_0^{p_s} B_{\tilde{\nu}}(T) \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(p_s, p)}{\partial p} dp \cdot \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p_s) + \int_{p_s}^0 B_{\tilde{\nu}}(T) \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} dp \quad (5.22)$$

写成温度的形式

$$T_B(\tilde{\nu}) = \varepsilon_{\tilde{\nu}}T_s\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p_s) + (1 - \varepsilon_{\tilde{\nu}})\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p_s) \int_0^{p_s} T_{\tilde{\nu}}(P) \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(p_s, p)}{\partial p} dp + \int_{p_s}^0 T_{\tilde{\nu}}(P) \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} dp \quad (5.23)$$

而

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(p_s, p) &= \exp \left[\frac{1}{g} \int_p^{p_s} k_{\tilde{\nu}} q dp \right] \\ &= \exp \left[\frac{1}{g} \int_0^{p_s} k_{\tilde{\nu}} q dp - \frac{1}{g} \int_0^p k_{\tilde{\nu}} q dp \right] \\ &= \frac{\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(p_s, 0)}{\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(p, 0)} = \frac{\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p_s)}{\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p)} \end{aligned} \quad (5.24)$$

所以

$$T_B(\tilde{\nu}) = \varepsilon_{\tilde{\nu}}T_s\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p_s) + \int_{p_s}^0 T_{\tilde{\nu}}(p)k(\tilde{\nu}, p) dp \quad (5.25)$$

其中

$$k(\tilde{\nu}, p) = \left[1 + (1 - \varepsilon_{\tilde{\nu}}) \frac{\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}^2(0, p_s)}{\mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p)} \right] \frac{\partial \mathcal{F}_{\tilde{\nu}}(0, p)}{\partial p} \quad (5.26)$$

第六章 无线电遥感探测

6.1 等离子体的电磁性质

冷等离子体近似 \rightarrow 单粒子近似

在冷等离子体近似中，如果入射一个频率为 ω 的电磁波，在电磁波电场的作用下粒子的运动方程为

$$m\ddot{\mathbf{r}} = q(\mathbf{E} + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}_0) - m\nu\dot{\mathbf{r}} \quad (6.1)$$

其中 m 为等离子体质量， \mathbf{r} 为等离子体位移， q 为等离子体电荷， \mathbf{B}_0 为地磁场， \mathbf{E} 为电磁波电场， ν 为等离子体与中性粒子碰撞频率。¹假设入射的电磁波为平面单色波 $\sim e^{-j\omega t}$ ，则 $\partial/\partial t \sim -j\omega$ ， $\dot{\mathbf{r}} = -j\omega\mathbf{r}$ ， $\ddot{\mathbf{r}} = -\omega^2\mathbf{r}$ ，故式 (6.1) 变为

$$-m\omega^2 \left(1 + j\frac{\nu}{\omega}\right) \mathbf{r} = q(\mathbf{E} - j\omega\mathbf{r} \times \mathbf{B}_0) \quad (6.2)$$

它对应的是群体的行为。为了简洁地表达等离子体的运动，定义 Appleton 参数

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \mathbf{Y} = \mp \frac{\omega_H}{\omega} \hat{\mathbf{B}}_0, \quad Z = \frac{\nu}{\omega} \quad (6.3)$$

其中 $\omega_p^2 = Nq^2/\varepsilon_0m$ ， N 为等离子体数密度； $\omega_H = |qB_0/m|$ ；定义“复质量” $U = 1 + i\nu/\omega$ ，可得

$$-mU\omega^2\mathbf{r} = q(\mathbf{E} - j\omega\mathbf{r} \times \mathbf{B}_0)$$

电磁波电场使等离子体产生极化，极化矢量 $\mathbf{P} = Nq\mathbf{r}$ 。用 \mathbf{P} 代替 \mathbf{r} ， ω_p^2 、 ω_H 取代 N, B_0 得到

$$U\mathbf{P} - j\mathbf{P} \times \mathbf{Y} = -\varepsilon_0 X \mathbf{E} \quad (6.4)$$

下面确定坐标系。令电磁波传播方向为 z 正向，磁场位于 yz 平面， \mathbf{B}_0 与 z 轴正向的夹角为 θ ，就有 $Y_L = Y \cos \theta$ ， $Y_T = Y \sin \theta$ ，从而

$$-\varepsilon_0 X \mathbf{E} = \begin{pmatrix} U & -jY_L & jY_T \\ jY_L & U & 0 \\ -jY_T & 0 & U \end{pmatrix} \cdot \mathbf{P} \quad (6.5)$$

¹下文统一使用 j 作为虚数单位，与板书保持一致。

6.2 等离子体中色散关系

在 $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ 的等离子体中, Maxwell 方程

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \end{cases} \quad (6.6)$$

在平面电磁波 $e^{j(kz - \omega t)}$ 条件下, $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$, $\partial/\partial z = jk$, $\partial/\partial t = -j\omega$ 。于是

$$jkH_x = -j\omega D_y = -j\omega(\varepsilon_0 E_y + P_y) \quad (6.7)$$

$$-jkH_y = -j\omega D_x = -j\omega(\varepsilon_0 E_x + P_x) \quad (6.8)$$

$$j\omega D_z = 0 = \varepsilon_0 E_z + P_z \quad (6.9)$$

$$jkE_x = j\omega\mu_0 H_y \quad (6.10)$$

$$jkE_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (6.11)$$

$$j\omega\mu_0 H_z = 0 \quad (6.12)$$

第一个目标是找到 P 与 E 的关系。由 (6.8) 与 (6.10) 得

$$\frac{H_y}{D_x} = \frac{\omega}{k}, \quad \frac{H_y}{E_x} = \frac{k}{\omega\mu_0} \Rightarrow \frac{E_x}{D_x} = \frac{\omega^2\mu_0}{k^2}, \quad \frac{D_x}{E_x} = \frac{k^2}{\omega^2\mu_0}$$

再由 $D_x = \varepsilon_0 E_x + P_x$ 推出

$$P_x = \left(\frac{k^2}{\omega^2\mu_0\varepsilon_0} - 1 \right) \varepsilon_0 E_x$$

因为 $c = (\mu_0\varepsilon_0)^{-1/2}$, $v = \omega/k$, 故介质折射率满足

$$n^2 - 1 = \frac{P_x}{\varepsilon_0 E_x} \quad (6.13)$$

同理, 由 (6.7) 与 (6.11) 可得

$$\frac{D_y}{E_y} = \frac{k^2}{\omega^2\mu_0}$$

根据 $D_y = \varepsilon_0 E_y + P_y$ 有

$$\begin{aligned} P_y &= \left(\frac{k^2}{\omega^2\mu_0\varepsilon_0} - 1 \right) \varepsilon_0 E_y \\ n^2 - 1 &= \frac{P_y}{\varepsilon_0 E_y} \end{aligned} \quad (6.14)$$

第二个目标是确定 n^2 的表达式。观察到 (6.8)/(6.7) 与 (6.10)/(6.11) 分别可得

$$-\frac{H_y}{H_x} = \frac{D_x}{D_y}, \quad -\frac{H_y}{H_x} = \frac{E_x}{E_y}$$

于是

$$-\frac{H_y}{H_x} = \frac{E_x}{E_y} = \frac{P_x}{P_y} = \frac{D_x}{D_y} \equiv \rho \quad (6.15)$$

这里定义 ρ 为偏振因子。下面消去 E_z 、 P_z 。由 (6.9) 代入 (6.5) 第三个分量式得

$$P_z = -\frac{jY_T P_x}{X - U}$$

再代入 (6.5) 第一个分量式得到

$$-\varepsilon_0 X E_x = -j Y_L P_y + \left(U - \frac{Y_T^2}{U - X} \right) P_x$$

再将得到的两式相比, 利用偏振因子 ρ 得到

$$\rho^2 - \frac{j Y_T^2}{Y_L (U - X)} \rho + 1 = 0 \quad (6.16)$$

解得

$$\rho = \frac{j Y_T^2}{2 Y_L (U - X)} \pm j \sqrt{1 + \frac{Y_T^4}{4 Y_L^2 (U - X)^2}} \quad (6.17)$$

其中 $U = 1 + jZ$ 。利用 ρ , 在 (6.5) 第二个分量式两边同时除以 $P_y \Rightarrow P_y/E_y$ 的表达式

$$n^2 = 1 - \frac{X}{U + j Y_L \rho}$$

代入 ρ 得到

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 + jZ - \frac{Y_T^2/2}{1 - X + jZ} \mp \sqrt{\frac{Y_T^4/4}{(1 - X + jZ)^2} + Y_L^2}} \quad (6.18)$$

① 不考虑磁场, $Y = 0$ ($Y_L = Y_T = 0$), 有

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 + jZ}$$

进一步忽略碰撞得

$$n^2 = 1 - X = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{Nq}{\varepsilon_0 m \omega^2}$$

当 $\omega = \omega_p = \sqrt{Nq/m\varepsilon_0}$ 时, $n^2 = 0$ 。

② 当电磁波传播方向垂直于磁场, $Y_L = 0$, $Y_T = Y$ (忽略碰撞), 有

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y^2}{1 - X}}$$

当 $n^2 = 0$ 时, $1 - X = \pm Y \Rightarrow X = 1 \pm Y$, 于是

$$\omega^2 \pm \omega_H \omega - \omega_p^2 = 0$$

第三部分

空间探测资料分析

第七章 CME 的观测和建模

7.1 空间天气与 CME 简介

空间天气是发生在太阳表面、太阳风、磁层、电离层和热层的“天气”现象，即那些可以影响天基和地基技术系统的运行和可靠性，危及人类健康与生命的日地空间物理条件和状态。而 CME 是发生在太阳大气中的一种最剧烈的爆发现象，它将大量的质量、能量和磁通量注入到行星际空间，引起一系列的扰动。一次典型 CME 的能量量级在 10^{25} J，与两万个 9 级地震或 2 亿个大型原子弹的能量相当。

7.2 CME 的空间观测

7.2.1 日冕仪观测概述

目前典型的 CME 观测仪器为 SOHO 卫星搭载的大角度分光日冕仪 (LASCO)。日冕仪在 1930 年由法国人李奥 (Lyot) 发明，使得人们在非日全食期间也可以连续观测太阳日冕，最初の日冕仪是通过在透射物镜焦面上放一挡盘，它把从日面来的光束反射出镜筒，挡盘之后放成像镜，这样就只对日冕光束成像。

然而，散射现象会对日冕观测造成影响，如电子 Thomson 散射¹。将入射光分解为平行观察平面（入射-散射构成的平面）与垂直观察平面的分量，分别称为径向与切向。如图 7.1，在径向上，入射电波电场（红）引起自由电子振荡（蓝）；在观察者看来，振荡与角度 χ 有关；而在切向上则与角度无关。图中 n, I, σ 分别为电子密度、光强与散射截面。由于 e_t, e_r 与电子密度 n 及光强 I （温度）有关，因此从中可获得电子密度与温度的信息。

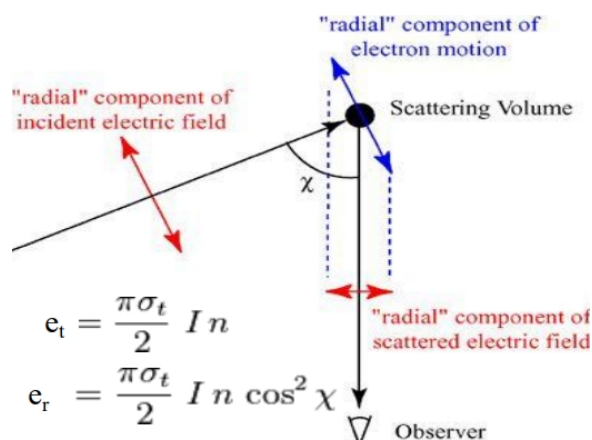


图 7.1: 电子 Thomson 散射

¹这是 Compton 散射的低频近似。

7.2.3 卫星观测

SOHO: LASCO (Large Angle & Spectrometric Coronagraph) 携带了 C1 (已损坏)、C2、C3 共 3 个日冕成像仪, 分辨率均为 1024×1024 , 它克服了传统日冕仪的限制 (即要考虑空间高分辨率, 又要考虑内日冕的观测及大视场观测)。其中, C1 为第一个反射式、并且有可见光分光分析能力的日冕仪, 可提供分析日冕温度、速度、扰动运动和电子柱密度, 其偏振分析可得到日冕磁场的方向; C2、C3 可提供电子柱密度分析。LASCO 的科学目标是研究日冕加热和太阳风加速机制与日面的瞬变现象 (如 CME 爆发) 及其传播。

太阳极紫外成像望远镜 (EIT) 在四个发射线上得到全日面的日冕 EUV 区高分辨率像, 其仪器特征参数如下: 视场 $45 \times 45 \text{ arcmin}^2$, $1024 \times 1024 \text{ CCD}$, $2.6''/\text{px}$ 。其科学目标为研究大时间、空间和温度尺度的日冕结构的动力学和演化, 从而了解太阳日冕的加热和太阳风加速过程。

有关上述探测器的具体系统参数及数据处理内容详见 PPT。

7.3 CME 的动力学特性

CME 是普遍现象: 截至 2001 年底, SOHO/LASCO 共观察到超过 5000 次 CME, 在太阳活动极小期平均每两天发生一次, 而在太阳极大年每日可发生多次。已观察到的 CME 目录可见 https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/。

在 LASCO 对 CME 的观测中, 判断 CME 传播的方向是一大难点, 涉及到 CME 在 LASCO 观测平面的投影效应。需要研究的参数包括投影速度、投影角宽度和爆发位置。这些基本参数的定义, 时间高度曲线的获得、绘制与拟合, 边缘事件等内容详见 PPT。

7.4 CME 的形态学特性

包括亮的外环、低密度暗腔和高密度亮核 (对应于爆发日珥), 以及螺旋结构、烟枪形、Key hole 等。图详见 PPT。

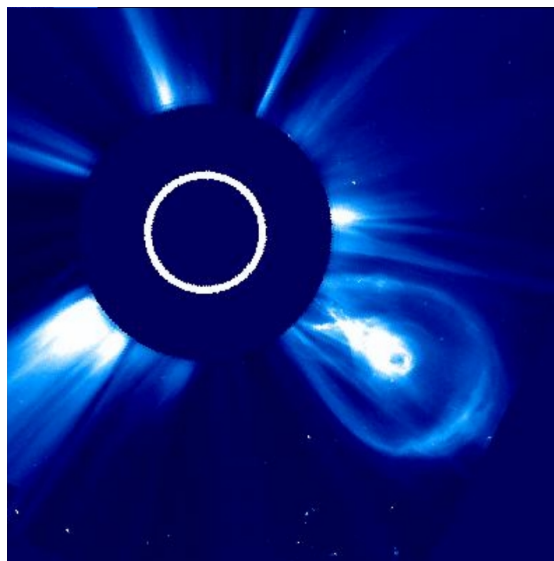


图 7.3: CME 的形态

7.5 CME 的三维几何模型

LASCO 观测表明一些发生在侧面的 CME 在天空平面的投影呈现锥形，其角宽度至少在初相时保持不变；许多 full halo CME 都在天空平面上表现出一个近圆的晕。这些观测表明 CME 可能具有对称的锥形结构。Michalek、Zhao、Xie 等科学家提出了多种 CME 锥模型，一种典型的锥模型是冰淇淋锥。

1. CME 的几何结构是由锥体和球冠相交所构成的冰淇淋锥，锥的顶点和球冠的球心都位于太阳的中心；
2. CME 在行星际空间中传播是沿着径向的。

冰淇淋锥模型参数可通过源区位置确定、时间-高度观测的测量等手段来确定。上述模型的图示与数学形式、推导及更进一步的模型详见 PPT。

7.6 CME 的数值模型

流行的是能量储存-释放模型；磁绳灾变模型（临界值物理意义未明）；爆发模型（磁拱间的剪切力/不稳定性、爆发点）。后者给出了初态、触发、爆发与恢复等阶段。其中触发相——Breakout reconnection 存在的证据：

1. 位形：X 型结构、cusp-pair 的出现；
2. 加热：只出现在高温波段 131-94(6-10 MK)，在低温波段 171 看不到；
3. 入流：X 下方拱缓慢抬升，上方大拱缓慢下降，而 X 结构不动！
4. 零点：三天前磁场数据外推出 3-d null 结构。

以及其他特点：没有明显出流，说明重联主要用来加热；Sequential brightening（逐次增亮），说明重联序列。

爆发相：观测到高 HXR 源（与低日冕源共存、哑铃型），能量到达 100 keV；breakout 位形的快速恢复导致高日冕磁场重联，入流速度高达 ~ 200 km/s。

恢复相：观测到持续重联出流、高 SXR 源/微波源——热等离子体堆积于 breakout—冕环结构之上，与下方的耀斑区域分离！这也是由于 breakout 特殊磁场位形造成的。

第八章 CME 的行星际效应

8.1 地磁暴

Dst: 在中低纬度的测站使用的地磁指数。这个指数每小时量测一次, 最主要是量测地磁水平分量 H 的强度变化。由于在磁赤道附近的磁场强度主要是受到环型电流影响, 因此所量测到的 Dst 指数也可以用来估算环型电流的变化量。这种指数主要是为了描述环电流扰动场的强度。

行星际磁场南向分量的存在是产生较大地磁暴的前提条件, 主要来源有 ICME、激波鞘区、共转流相互作用区。

8.2 背景太阳风磁场与地磁暴

共转作用区来源于高速流与低速流相互作用; 高速流来源于冕洞, 约 27 天重现。其特征有缓慢增长的速度、较高质子温度、增强的磁场强度; 导致周期的重现性地磁暴。另一种地磁暴为非重现性地磁暴, 多数与 CME 相关。详见 PPT。

8.3 CME 的行星际伴生物

8.3.1 ICME

行星际空间中观测到 CME (ICME) 的特征有

- 双向超热电子流;
- 高密度比例的 $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ (> 0.05) 与 $\text{O}^{7+}/\text{O}^{6+}$ (> 1);
- 较强的磁场;
- 低的质子温度 T_p ;
- 低的质子 β ($\sim < 0.1$);
- 不寻常的电离状态。

8.3.2 磁云 MC

主要观测特征:

1. 增强的磁场强度;
2. 磁场矢量在 θ 和 ϕ 方向相对光滑的旋转;

3. 相对较低的质子温度和 β 值。

可根据磁云的温度确定其边界和主体。由于磁云中磁场有长时间的光滑旋转，可能在磁云内部形成较强的南向磁场分量 B_z ，因此很可能造成地磁暴。其通量绳结构、2D 数值模型、例子详见 PPT。

8.3.3 多重磁云

观测特征：

1. 多重磁云仅包含磁云与磁云间的相互作用区；
2. 其中每个子磁云都满足单个磁云的基本特征。由于磁云间相互压缩，质子温度可能偏高，但质子 β 值仍低于 0.1；
3. 由于压缩，在前导（即被追赶的）子磁云的尾部，太阳风速度会有所抬升，太阳风速度可能偏高；
4. 相互作用区内的磁场强度相对较弱，且起伏较大，没有规则；
5. 相互作用区内，质子温度和 β 回升到较高的值。

数据图解与数值模拟详见 PPT。

8.4 行星际激波

基本上是图解，所以看 PPT 罢。

8.5 太阳-行星际-地球关系链

8.5.1 日地关系链

全球地磁数据中心提供的 Dst 数据中找到地磁暴事件，通常在 Dst 到达极小峰值前的几小时内，行星际磁场会出现较强的南向分量，如果这个较强南向磁场分量与行星际中 ICME 相关的结构相联系，那么可以认定其与 CME 有关；然后利用 Lindasy 等人 (1999) 的方法，即设 1 AU 处观测的抛射物中的最大太阳风速度做为 ICME 的实际运行速度，倒推 CME 在太阳上出现的时间，并以该时间为中心前后加减 6 小时，形成一个时间范围，则在此范围内出现的 CME 就可能与 ICME、特大地磁暴事件相对应。

我们前面提到 CME 往往与日面耀斑、暗条爆发等事件相伴生，因此，对于前面认证的 CME，如果在日面上有以下活动特征的活动区存在，则就有可能是给定 CME 的源区：

1. 该活动区的位置必须与 LASCO 观测到的 CME 抛射方向一致；
2. 它必须发生在 CME 在太阳上出现时间前后半小时内；
3. 在 EIT 图像上看不到明显背面抛射的现象。

例见 PPT。

8.6 向地 CME 和日面源区的分析研究

向地 CME 可能具有显著的地磁效应, 预报 CME 能否到达地球和何时到达地球, 就成为空间天气学中一个重要的课题。但是, 我们至今仍然不清楚哪种 CME 能够产生大的地磁扰动, 换言之, 基于 CME 的观测来预报地磁暴还是一个难题。虽然向地晕状 CME 相比于其他 CME 更容易具有地磁效应, 然而基于向地晕状 CME 进行地磁预报却常常有很高的“虚警”。

研究表明仅有一半左右的向地晕状 CME 能在近地球附近的行星际空间观测 ICME, 观测指出具有地磁效应的 CME 的日面源区位置应该在以日心为中心, 0.5 个太阳半径以内的区域。一些学者利用更多的晕状 CME 进行统计分析后指出, 能产生地磁扰动的 CME 大都发生在日面经度 E40 到 W40 之间的区域。进一步, 观测表明发现具有地磁效应的晕状 CME 在日面经度分布上具有东西不对称性, 发生在西边的晕状 CME 比发生在东边的更容易影响地球。

CME 的空间天气过程详见 PPT。

8.6.1 CME 观测的漏失率

Halo 早期强, 但是被遮挡; Limb 更容易被探测到。即使是正面 CME, 也有相当数量无法被 SOHO/LASCO 及 EIT 观测到。图很多, 详见 PPT。

8.6.2 CME 的偏转传播

包括日冕中的偏转和行星际空间中的偏转。CME 在日冕中的偏转受到日冕磁场的极大制约。CME 间的碰撞也会引起偏转, 包括超弹性碰撞现象。而 CME 在行星际的偏转受到太阳风的制约, 一种情形是对地 Halo CME 的日面源区位置呈东西不对称分布, 这种分布与 CME 在行星际空间中运行的快慢有关, 可以定义不对称的程度作定量分析。总的来说, 影响 CME 对地有效性的因素主要就是 CME 在行星际的偏转。具体内容请见 PPT。

第九章 IDL 语言处理