

空间探测仪器原理与方法

PB20xxxxxx

2022 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	6
1.2.1 光电效应	6
1.2.2 康普顿效应	6
1.2.3 电子对效应	7
1.3 气体探测器	7
1.3.1 气体探测器的原理	7
1.3.2 气体电离室	9
1.3.3 正比计数器	10
1.3.4 GM 探测器	11
1.4 半导体探测器	12
1.4.1 半导体探测器原理	12
1.4.2 半导体探测器探测粒子能量	12
1.4.3 半导体探测器鉴别粒子种类	13
1.5 闪烁体探测器	14
1.5.1 闪烁体探测器的工作原理	14
1.5.2 闪烁体探测器的组成	14
1.5.3 闪烁体探测器的应用	15
1.6 相对论高能粒子探测	15
1.6.1 切伦科夫辐射的特征	15
1.6.2 高能粒子探测器	16
1.7 低能粒子探测	16
第二章 质谱探测	17
2.1 磁偏转质谱仪	17
2.2 四极质谱仪	17
2.3 射频质谱仪	19
2.4 飞行时间质谱仪	20

第三章 磁场探测	21
3.1 旋进式核子磁力仪	21
3.2 光泵磁强计	21
3.3 磁通门磁强计	21
第四章 光谱探测	22
4.1 光栅	22
4.2 法布里-珀罗 (FP) 干涉仪	22
第二部分 间接探测手段	23
第五章 红外微波遥感探测	24
第六章 无线电遥感探测	25
第三部分 空间探测资料分析	26
第七章 CME 的观测和建模	27
7.1 空间天气	27
7.2 空间观测	27
7.3 CME 的动力学特性	27
7.4 CME 的形态学特性	27
7.5 CME 的三维几何模型	27
7.6 CME 的数值模型	27
第八章 CME 的行星际效应	28
8.1 地磁暴	28
8.2 背景太阳风磁场	28
8.3 CME 的行星际伴生物	28
8.3.1 磁云 MC	28
8.3.2 多重磁云	28
8.4 行星际激波	28
8.5 太阳-行星际-地球关系链	28
8.6 向地 CME 和日面源区的分析研究	28
第九章 IDL 语言处理	29

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， $(cm^2 \cdot s)^{-1}$ 。

粒子强度：

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

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 I 。

证明. 假设 $E \gg$ 靶电子结合能， $v \gg$ 电子速度。

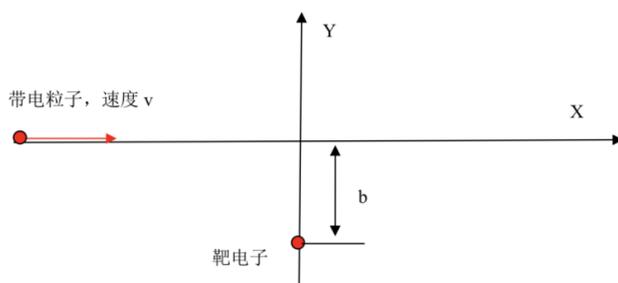


图 1.1: 电离作用的原理-单个靶电子

考虑单个靶电子的情况，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

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

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

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

假设电子能够获得的最大能量为 T_{\max} ，此时有

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

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

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

带入总电离损失公式中，即有显式的总电离损失

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

□

对于相对论粒子，上述电离损失公式应修正为 *Bethe - Bloch* 公式：

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

其中， $K = 0.307 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^3)$ ， A 为工作介质的原子量， $\beta = \frac{v}{c}$ ， δ 是对工作介质密度的修正。

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

$$R(E_1) = \int_{E_1}^0 dx = \int_{E_1}^0 \frac{1}{dE/dx} dE = \int_0^{E_1} \frac{1}{-dE/dx} dE \quad (1.3)$$

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, 主要的辐射形式有轫致辐射、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 $\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi$, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 。
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

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{|\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \mathbf{v}/c) \times \dot{\mathbf{v}}]|^2}{(1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}/c)^5} \quad (1.4)$$

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:

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

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

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

即辐射功率的角分布

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

□

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 $\dot{\mathbf{v}} \parallel \mathbf{v}$ ， $\dot{\mathbf{v}} \times \mathbf{v} = 0$ ，此过程中粒子发出的辐射称为韧致辐射，其辐射功率

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{v}^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \frac{v}{c} \cos \theta)^5} \quad (1.5)$$

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

$$-\frac{dE}{dx} = \begin{cases} \frac{4NZ(Z+1)}{137} (\frac{e^2}{Mc^2})^2 \cdot E \cdot [\ln(\frac{2E}{Mc^2}) - \frac{1}{3}] & , 137Mc^2 Z^{-\frac{1}{3}} \gg E \gg Mc^2 \\ \frac{4NZ(Z+1)}{137} (\frac{e^2}{Mc^2})^2 \cdot E \cdot [\ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{18}] & , E \gg 137Mc^2 Z^{-\frac{1}{3}} \end{cases} \quad (1.6)$$

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

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 $E_c = \frac{1600Mc^2}{Z}$ 。

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

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

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。

切伦科夫辐射

在工作介质中光速为 $\frac{c}{n}$ ，当粒子在介质中以 $v > \frac{c}{n}$ 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。

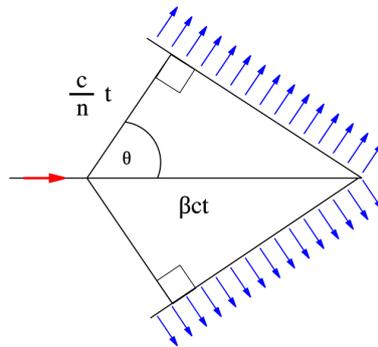


图 1.2: 切伦科夫辐射示意图

辐射方向 θ 满足

$$\cos \theta = \frac{\frac{c}{n} t}{vt} = \frac{c}{nv} \quad (1.8)$$

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，原子的库伦散射使入射粒子产生加速度，形成辐射，主要为 X 射线；
3. 核外电子的非弹性散射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电子。这些电磁作用产生的次级电子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，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}

$$\sigma_{pe} = \begin{cases} 2^{\frac{5}{2}} \left(\frac{1}{137}\right)^4 \phi_0 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right)^{\frac{7}{2}} & , E_\gamma > E_i \\ \frac{3}{2} \left(\frac{1}{137}\right)^4 \phi_0 Z^5 \frac{m_e c^2}{E_\gamma} & , E_\gamma \gg 0.5 \text{MeV} \end{cases} \quad (1.9)$$

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， $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ 为电子半径， E_i 为电子结合能。

$\sigma_{pe} \propto Z^5$ ，表示重元素产生光电效应的能力更强； $\sigma_{pe} \propto E_\gamma^{-\frac{7}{2}}$ ，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

康普顿效应指的是光子被自由电子散射的过程，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。

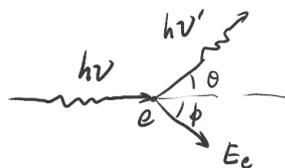


图 1.3: 康普顿效应示意图

建立康普顿散射过程的方程组:

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

可以解出散射后射线与电子的能量:

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

其中 $\alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ 。

康普顿效应截面

$$\sigma_{comp} = \begin{cases} \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4} Z \left[1 - \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} + 5.2 \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)^2 \right] & , \alpha \ll 1 \text{ 即 } h\nu \ll m_e c^2 \\ \frac{\pi e^4}{m_e^2 c^4} \frac{Z}{E_\gamma} \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right] & , \alpha \gg 1 \text{ 即 } h\nu \gg m_e c^2 \end{cases} \quad (1.10)$$

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

$$\sigma_{ee} = \begin{cases} \frac{e^4 Z(Z+1)}{137m_e^2 c^4} \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right] & , E_\gamma > 1.02 \text{ MeV} \\ \frac{e^4 Z(Z+1)}{137m_e^2 c^4} \left[\frac{28}{9} \ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{2}{27} \right] & , E_\gamma > 137m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}} \end{cases} \quad (1.11)$$

$\sigma_{ee} \propto Z^2$, 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 (1.2): 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 $U_0(H_2O) = 12.6eV$ ， $U_0(air) = 15.0eV$ ， $U_0(N_2) = 15.5eV$ ， $U_0(He) = 24.6eV$ 。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（称为 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 $N_0 = \frac{E}{\mathcal{E}_0}$ 。

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。

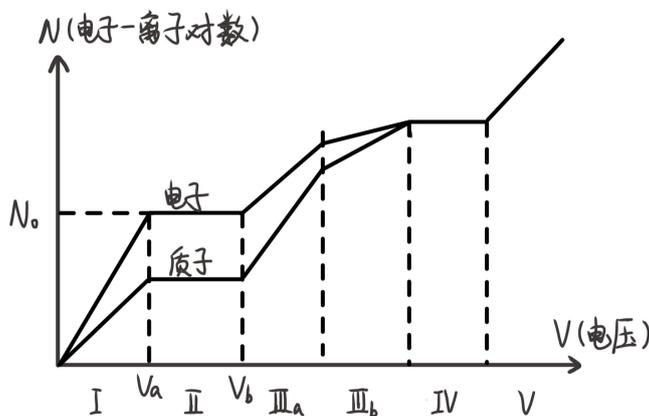


图 1.4: 气体探测器的原理曲线

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，产生电子-离子对数小于 N_0 ；
- II. 饱和区：电子-离子对复合完全消失，电子-离子对数等于 N_0 ，并在一段电压范围内 (V_a, V_b) 保持稳定；
- III_a. 正比区：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 $M = \frac{N}{N_0}$ 在电压一定时是定值，即 $N = M \cdot \frac{E}{\mathcal{E}_0}$ ；
- 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，但电子被阳极收集而粒子运动缓慢形成空间电荷屏蔽，阻碍气体进一步放大；
- 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

$$U(t) = \begin{cases} -\frac{N_0 e}{C_0 d} (v_D^+ + v_D^-) t & , t < T^- = \frac{x_0}{v_D^-}, \text{ 此时为电子主导} \\ -\frac{N_0 e}{C_0 d} (x_0 + v_D^+ t) & , T^- < t < T^+ = \frac{d-x_0}{v_D^+}, \text{ 此时为离子主导} \\ -\frac{N_0 e}{C_0} & , t > T^+, \text{ 此时达到电压最小值} \end{cases} \quad (1.12)$$

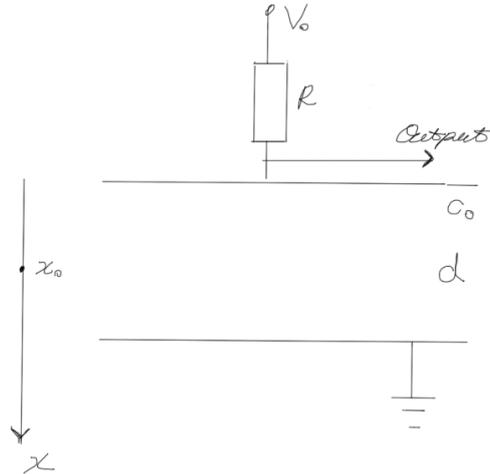


图 1.5: 平板电离室的简易结构

证明. 不考虑电场对电子和离子的加速，那么输出端电压

$$dU = -E' dx, \quad E' = \frac{\sigma_e}{\epsilon_0} = \frac{N_0 e / S}{C_0 d / S} = \frac{N_0 e}{C_0 d}$$

即

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

电子运动到阳极的时间为 $T^- = \frac{x_0}{v_D^-}$ ，粒子运动到阴极的时间为 $T^+ = \frac{d-x_0}{v_D^+}$ 。由于电子运动速度远大于离子运动速度，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 $\frac{dU}{dt}$ 积分即可得到电离室的输出信号。□

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: $\eta = \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{2.354\sigma_V}{V_0} = \frac{2.354\sigma_N}{N_0} = 2.354\sqrt{\frac{\epsilon_0}{E}}$
- 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 $F = \frac{pR}{2h}$, 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。

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。

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

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{N_0e}{C_0d}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_D^+ - \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_D^-) \quad (1.13)$$

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 $n = n_0 e^{\int_{x_0}^x \alpha dx}$, 放大倍数

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\int_{x_0}^x \alpha dx} = \exp\left[2\sqrt{\frac{kNCV_0a}{2\pi\epsilon_0}}\left(\sqrt{\frac{V_0}{V_{x_0}}} - 1\right)\right] \quad (1.14)$$

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。
- ② 能量分辨率： $\eta = 2.354 \sqrt{\frac{E \cdot p_0}{E} + (\frac{\sigma_M}{M})^2}$ ，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 $\sim 100 \mu s$ 。
- 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。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。

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 型半导体放在一起并通电时，两者的交界处形成电场，电子从 P 型半导体向 N 型半导体运动，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。

半导体探测器的工作参数：

- ① PN 结灵敏区厚度 $d \propto \sqrt{\rho V_0}$ ，其中 ρ 为电阻率， V_0 为反偏电压。
- ② 半导体的电流特性：反向电流越长，或正向电流随电压升高得越快，探测器性能越好。
- ③ 能量分辨率： $\eta = 2.354\sqrt{F \cdot \frac{\epsilon_0}{E}}$ ，优于气体探测器。
- ④ 时间分辨率： T^- (μs)，优于气体探测器。
- ⑤ 线性响应：能量为 E 的电子入射，产生电子-空穴对数量为 $N_0 = \frac{E}{\epsilon_0}$ ，电容为 C_0 ，输出电压为 $V_0 = \frac{Q}{C_0} = \frac{N_0 e}{C_0} = \frac{e}{C_0 \epsilon_0} E$ 。

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 的关系。半导体探测器的厚度为 d ，当入射粒子的射程不超过 d 时， $\Delta E \propto E$ ；当入射粒子射程超过 d 时， $-\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{E}$ ，因此半导体探测器的能损与入射粒子的能量成两段关系： $E < E_c$ 时 ΔE 与 E 成正比关系， $E > E_c$ 时， ΔE 与 E 成反比关系，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。

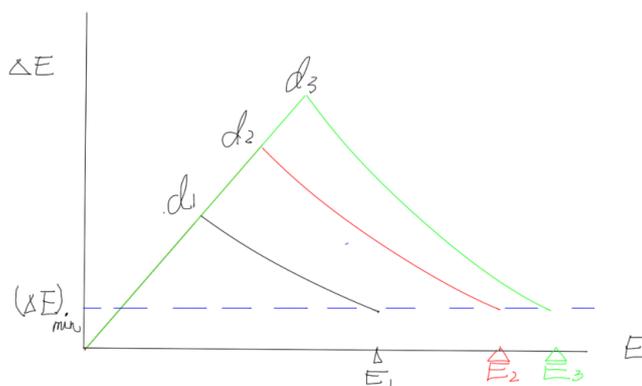


图 1.6: 半导体探测器电离能量损失与入射粒子能量的关系

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 较薄，后侧探测器 D_2 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 $D_1 \cdot D_2$ 。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。

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 (ΔE) 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 $D_1 \cdot D_2 \cdot \bar{D}_3$ 。

利用电离公式 (1.2)，考虑粒子在 D_1 中的电离，电离损失 $-\frac{dE}{dx}$ 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

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

即

$$\Delta E \cdot E = k' \cdot M z^2 \quad (1.15)$$

由上式 $M z^2$ 即可获得粒子的种类。

若探测器给出的能量值为 ΔE 和 E ，则式 (1.15) 应改写为

$$\Delta E \cdot (E + \Delta E) = k' \cdot M z^2 \quad (1.16)$$

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 $b = 1.73$ ， 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

$$a = \frac{T}{E_1^b - E_2^b} \quad (1.17)$$

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

飞行时间法的原理很简单，但是对时间精度的要求非常的高。

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

由此导出粒子的质量

$$M = \frac{2Et^2}{d^2} \quad (1.18)$$

1.5 闪烁体探测器

1.5.1 闪烁体探测器的工作原理

闪烁体探测器利用的是粒子在闪烁体中的激发作用形成的光子，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，但能量分辨率则较差。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 ，光子的输运与转换效率分别为 s 、 q ，光电倍增管对光子的放大倍数为 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

$$V_s = \frac{Ne}{C_0} = Msqk\frac{Ee}{C_0h\nu} \quad (1.19)$$

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

闪烁体的特征是发光效率高，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。

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。

光电倍增管

光电倍增管（PMT）由光阴极、倍增极、收集极组成。

入射粒子在光阴极产生光电效应，使光子转化为光电子，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。倍增管的收集极负责收集电子并输出电脉冲信号，决定了时间响应大约在 30~60ns。

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，用来会聚各向同性的光子。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，以保证光子的传输效率。

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 (1.19)，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。

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 1.8 结合粒子运动速度范围 $\frac{c}{n} < v < c$ ，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 $E^T = E - E_0 = (\gamma - 1)Mc^2$ ，由于产生切伦科夫辐射的粒子速度范围限制 $\frac{1}{n} \leq \beta \leq 1$ ，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， $E_{min}^T = (\frac{n}{\sqrt{n^2-1}} - 1)Mc^2$ 。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	61MeV	112kMeV	~ 1.3°
CO ₂	1.00045	16MeV	30kMeV	~ 1.3°
H ₂ O(l)	1.333	0.2MeV	0.488kMeV	~ 41°

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。

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

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 $v \geq \frac{c}{n}$	带电粒子 $v \parallel \dot{\mathbf{v}}$	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	$\theta = \arccos \frac{1}{n}$	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

1.6.2 高能粒子探测器

高能粒子探测器由切伦科夫辐射体、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。

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。

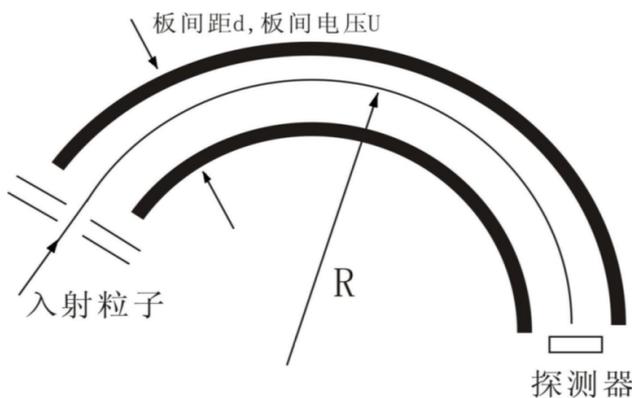


图 1.7: 静电分析仪的结构

粒子的运动方程

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

依据此方程可以给出能荷比 $\frac{\frac{1}{2}Mv^2}{q} = \frac{R}{2d}U$ 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；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

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

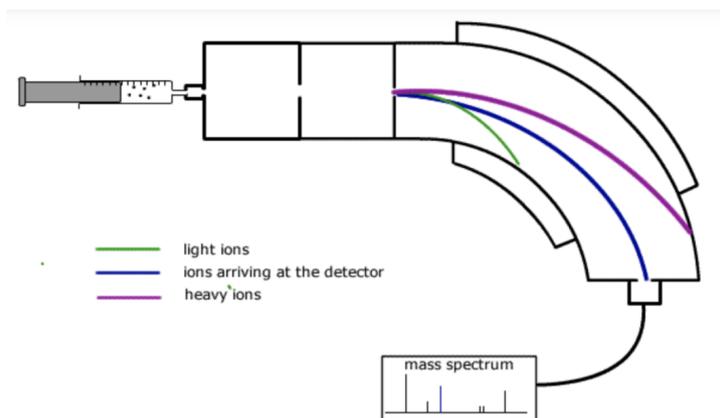


图 2.1: 磁偏转质谱仪的分析区结构

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 $\pm(U + V \cos \omega t)$ 。

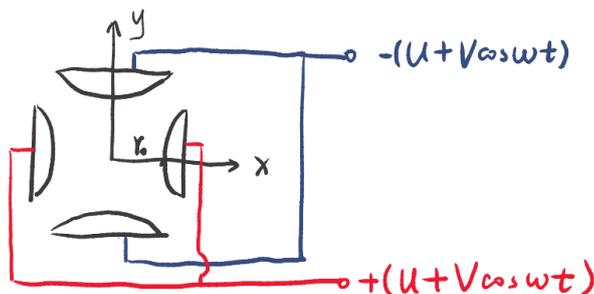


图 2.2: 四极质谱仪的分析区结构

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, a_0 、 b_0 是常数, $\frac{m}{q}$ 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 $\mu = \frac{U}{V}$, 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

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

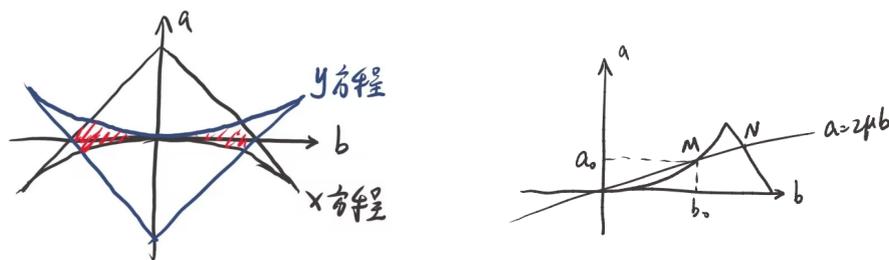


图 2.3: 马修方程的解域

若等比增大 U 、 V 的值，则 $\frac{m}{q}$ 将产生相应的变化； $\frac{m}{q}$ 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 $\frac{m}{q}$ 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

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

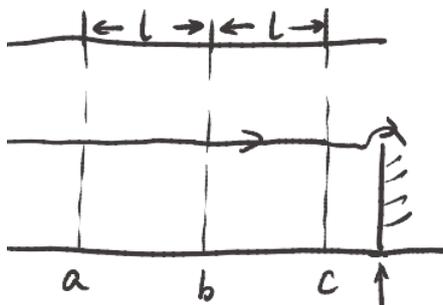


图 2.4: 射频质谱仪的分析区结构

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 $(0, \frac{l}{v})$ ， bc 段的飞行时间为 $(\frac{2l}{v}, \frac{l}{v})$ 。粒子在电场中获得能量

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

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

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

□

2.4 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 $t = \frac{l}{v}$ 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，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，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

3.2 光泵磁强计

3.3 磁通门磁强计

第四章 光谱探测

4.1 光栅

4.2 法布里-珀罗 (FP) 干涉仪

第二部分

间接探测手段

第五章 红外微波遥感探测

第六章 无线电遥感探测

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

7.2 空间观测

7.3 CME 的动力学特性

7.4 CME 的形态学特性

7.5 CME 的三维几何模型

7.6 CME 的数值模型

第八章 CME 的行星际效应

8.1 地磁暴

8.2 背景太阳风磁场

8.3 CME 的行星际伴生物

8.3.1 磁云 MC

8.3.2 多重磁云

8.4 行星际激波

8.5 太阳-行星际-地球关系链

8.6 向地 CME 和日面源区的分析研究

第九章 IDL 语言处理