

# 天文与天体物理奥林匹克笔记

由香港 IOAA 前队员编写的综合笔记

Lee Yiu Sing, Pika



(主要负责理论与数据分析)

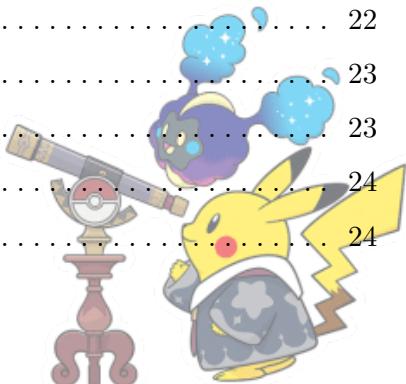
Chan Ngo Wang, Owen (主要负责观测)

December 25, 2025

# Contents

## 理论

<b>1 数学物理基础 .....</b>	<b>14</b>
1.1 三角学 .....	14
1.2 对数 .....	15
1.3 求和符号与指标符号 .....	15
1.4 量纲分析 .....	16
1.4.1 引言 .....	16
1.4.2 自然单位制 .....	16
1.5 张量初步 .....	17
1.5.1 矢量与矢量空间 .....	17
1.5.2 矩阵 .....	18
1.5.3 张量的通用定义 .....	18
1.5.4 标量场与矢量场 .....	18
1.6 微分与偏微分 .....	18
1.6.1 引言 .....	18
1.6.2 性质与公式 .....	19
1.6.3 偏微分 .....	20
1.6.4 数值分析初步 .....	20
1.6.5 泰勒级数 .....	21
1.6.6 利用泰勒级数进行线性化 .....	21
1.7 积分学 .....	21
1.7.1 引言 .....	21
1.7.2 性质与公式 .....	22
1.7.3 换元积分法 .....	22
1.7.4 分部积分法 .....	23
1.7.5 多重积分、线积分与面积分 .....	23
1.7.6 数值积分：梯形法则与辛普森法则 .....	24
1.7.7 微分方程 .....	24



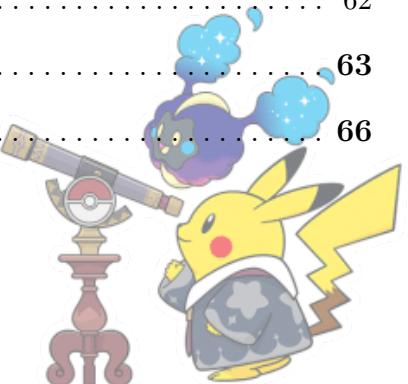
1.8 圆锥曲线	25
1.9 坐标系	26
<b>2 球面三角学与天球坐标系</b>	<b>26</b>
2.1 球面三角学	26
2.2 天球坐标系	28
2.2.1 地平坐标系 (Alt-Az System)	28
2.2.2 赤道坐标系 (Equatorial System)	28
2.2.3 黄道坐标系 (Ecliptic System)	28
2.2.4 银道坐标系 (Galactic System)	29
2.2.5 拱极星 (Circumpolar Stars)	29
<b>3 天文时间</b>	<b>29</b>
3.1 太阳时 (Solar Time)	29
3.1.1 真太阳时 (Apparent Solar Time)	29
3.1.2 平太阳时 (Mean Solar Time)	29
3.2 恒星时 (Sidereal Time)	30
3.2.1 恒星日 (Sidereal Day)	30
3.3 日心儒略日 (Heliocentric Julian Date, HJD)	30
3.4 时区与世界时	30
3.5 年的不同定义	30
3.6 时差 (Equation of Time)	31
<b>4 天体物理中的测量单位</b>	<b>32</b>
<b>5 基础力学</b>	<b>32</b>
5.1 运动学	32
5.1.1 直线运动	32
5.1.2 相对运动	34
5.2 牛顿定律	36
5.3 线动量	36



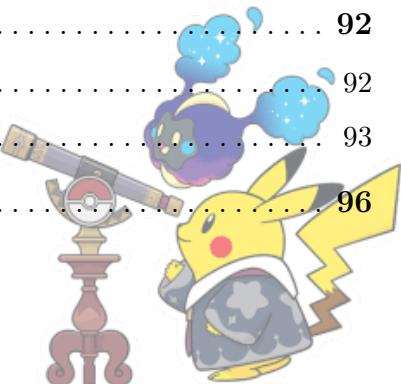
5.4	力、转矩与物体的平衡 .....	37
5.5	能量 .....	38
5.6	圆周运动 .....	39
5.6.1	运动学 .....	39
5.6.2	向心力 .....	40
5.6.3	离心力 .....	40
5.6.4	科里奥利力 .....	41
5.6.5	角动量 .....	41
5.7	案例研究 .....	43

## 6 轨道力学 ..... 45

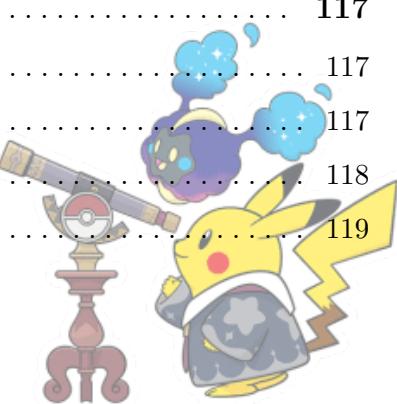
6.1	牛顿万有引力定律 .....	45
6.1.1	简介 .....	45
6.1.2	质心 (Barycentre) .....	46
6.1.3	二体问题 .....	46
6.1.4	$n$ 体问题 .....	48
6.2	开普勒定律 .....	48
6.2.1	开普勒三大定律 .....	48
6.2.2	开普勒方程 .....	54
6.2.3	泊松括号 .....	55
6.3	壳层定理 (Shell Theorem) .....	56
6.4	引力势能 .....	58
6.4.1	活力公式 (Vis-viva Equation) .....	58
6.4.2	第一、第二及第三宇宙速度 .....	58
6.4.3	霍曼转移轨道 .....	59
6.4.4	黑洞 .....	61
6.4.5	维里定理 .....	62
6.4.6	塔利-费舍尔关系 .....	62
6.5	拉格朗日点 .....	63
6.6	洛希极限 .....	66



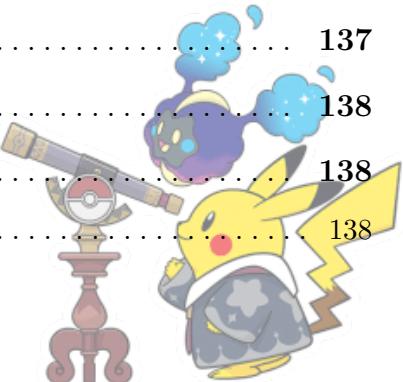
<b>7 相对论 .....</b>	<b>67</b>
7.1 狹义相对论的基本假设 .....	67
7.2 伽利略变换 .....	67
7.3 洛伦兹变换 .....	67
7.4 时空图 .....	69
7.5 相对论运动学与力学 .....	69
7.5.1 时间膨胀 .....	69
7.5.2 长度收缩 .....	70
7.5.3 相对论动量 .....	70
7.5.4 相对论能量 .....	70
7.5.5 相对论动量与能量的关系 .....	71
7.6 时空与四维矢量 .....	71
7.6.1 狹义相对论中的时空 .....	71
7.6.2 四维矢量 .....	72
7.6.3 度规张量 .....	73
7.6.4 不变量间隔 .....	74
7.6.5 物理学中的重要四维矢量 .....	74
7.6.6 广义相对论导论 .....	76
<b>8 热力学 .....</b>	<b>85</b>
8.1 压强与流体静力学平衡 .....	85
8.2 理想气体定律 .....	86
8.3 热力学第一定律 .....	87
8.4 热力学第二定律 .....	88
8.5 热容 .....	89
8.6 黑洞热力学 .....	91
8.7 分子动理论 .....	92
8.7.1 平均自由程 .....	92
8.7.2 玻尔兹曼分布与麦克斯韦-玻尔兹曼分布 .....	93
8.8 边界条件 .....	96



8.9 案例研究 .....	96
<b>9 光谱学 .....</b>	<b>100</b>
9.1 基本概念 .....	100
9.2 光谱辐射度 .....	101
9.3 斯特藩-玻尔兹曼定律 .....	102
9.4 多普勒效应 .....	103
<b>10 电磁学 .....</b>	<b>105</b>
10.1 洛伦兹力 .....	105
10.2 麦克斯韦方程组 .....	105
10.3 坡印廷矢量 .....	106
10.4 光学 .....	106
10.4.1 波函数 .....	106
10.4.2 透镜 .....	107
10.5 衍射与干涉 .....	112
10.5.1 叠加原理 .....	112
10.5.2 复数 .....	112
10.5.3 杨氏双缝干涉实验 .....	113
10.5.4 单缝衍射 .....	113
10.5.5 瑞利判据 .....	114
10.6 偏振 .....	114
10.6.1 引言 .....	114
10.6.2 法拉第旋转 .....	115
<b>11 量子力学 .....</b>	<b>117</b>
11.1 原子结构 .....	117
11.1.1 历史发展 .....	117
11.1.2 引言 .....	117
11.1.3 核衰变 .....	118
11.1.4 中微子 .....	119



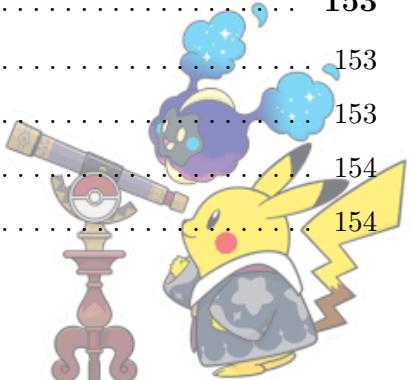
<b>11.2 波粒二象性</b>	119
<b>11.3 普朗克方程</b>	120
<b>11.4 氢原子的玻尔模型</b>	120
11.4.1 玻尔假设	120
11.4.2 公式推导	120
11.4.3 波函数	121
11.4.4 定态薛定谔方程	121
<b>11.5 不确定性原理</b>	122
<b>12 Stellar Astrophysics</b>	123
<b>12.1 Stellar Classifications</b>	123
<b>12.2 HR Diagram</b>	124
12.2.1 Introduction	124
12.2.2 Spectral Types and Temperature	125
12.2.3 Turn-Off Point	127
<b>12.3 Stellar Evolution</b>	127
12.3.1 Stellar Formation	127
12.3.2 Pre-Main Sequence Stars	127
12.3.3 Main Sequence Stars	127
12.3.4 Post-Main Sequence Stars	128
12.3.5 Supernovae	128
12.3.6 Planetary Nebulae	129
12.3.7 End States of Stars	129
<b>12.4 Magnitude System</b>	129
<b>12.5 Albedo</b>	134
<b>12.6 Geometric Albedo</b>	135
<b>12.7 Color Indices</b>	136
<b>12.8 Atmospheric Extinction</b>	137
<b>12.9 Optical Depth</b>	138
<b>12.10 Study of the Sun</b>	138
12.10.1 Composition	138



12.10.2	Internal Structure .....	138
12.10.3	Atmosphere .....	139
12.10.4	Solar Surface Activities .....	139
12.10.5	Solar Wind .....	139
<b>12.11</b>	<b>Binary Star .....</b>	<b>140</b>
12.11.1	Different Types of Binary Stars .....	140
12.11.2	Modified Kepler's Third Law .....	140
12.11.3	Mass Function .....	141
12.11.4	Light Curves .....	143
12.11.5	Radial Velocity Curves .....	144
12.11.6	Roche Lobe .....	146
<b>12.12</b>	<b>Exoplanet .....</b>	<b>146</b>
12.12.1	Introduction .....	146
12.12.2	Classes of Exoplanets .....	146
12.12.3	Spectral Signatures of Possible Life .....	147
12.12.4	Radial Velocity Method .....	147
12.12.5	Transit Method .....	147
12.12.6	Habitable Zone .....	148

## **13 Cosmology .....** 149

<b>13.1</b>	<b>Structure of the Universe .....</b>	<b>149</b>
13.1.1	Star Clusters .....	149
13.1.2	Galaxies .....	149
<b>13.2</b>	<b>Large-scale Structure .....</b>	<b>150</b>
<b>13.3</b>	<b>Cosmological Principle .....</b>	<b>151</b>
<b>13.4</b>	<b>Rotational Curve .....</b>	<b>151</b>
<b>13.5</b>	<b>Hubble's Law .....</b>	<b>152</b>
<b>13.6</b>	<b>Cosmological Distance Measures .....</b>	<b>153</b>
13.6.1	Proper Distance .....	153
13.6.2	Comoving Distance .....	153
13.6.3	Luminosity Distance .....	154
13.6.4	Angular Diameter Distance .....	154



<b>13.7 Friedmann Equation</b>	154
<b>13.8 Equation of State</b>	156
<b>13.9 Big Bang</b>	157
13.9.1 Singularity	157
13.9.2 Cosmic Inflation	157
13.9.3 Expansion of Space	157
13.9.4 Phases of the Big Bang	157
<b>13.10 Cosmic Microwave Background</b>	159
<b>13.11 Gravitational Lensing</b>	160
13.11.1 Introduction	160
13.11.2 Derivation using Newtonian Mechanics	160
13.11.3 Derivation using General Relativity	162
<b>13.12 Gravitational Wave</b>	165
13.12.1 Introduction	165
13.12.2 Chirp Mass	165
13.12.3 Binary System	165
<b>13.13 Accretion Processes</b>	165
13.13.1 Introduction	165
13.13.2 Eddington Luminosity	166
<b>13.14 Cosmic Distance Ladder</b>	167
13.14.1 Introduction	167
13.14.2 Radar Ranging	168
13.14.3 Stellar Parallax	169
13.14.4 Standard Candles: Cepheid Variables	169
13.14.5 Faber-Jackson Relations	170
13.14.6 Type Ia Supernovae	170

<b>14 星际介质</b>	172
<b>14.1 简介</b>	172
<b>14.2 流体动力学</b>	172
14.2.1 应力张量	172
14.2.2 张量积	173



14.2.3	散度定理 .....	173
14.2.4	连续性方程与动量方程 .....	174
14.2.5	欧拉方程 (纳维-斯托克斯方程的特例) .....	175
<b>14.3</b>	<b>案例研究 .....</b>	<b>176</b>
14.3.1	背景 .....	176
14.3.2	推导 .....	176

## **15 地球研究 ..... 178**

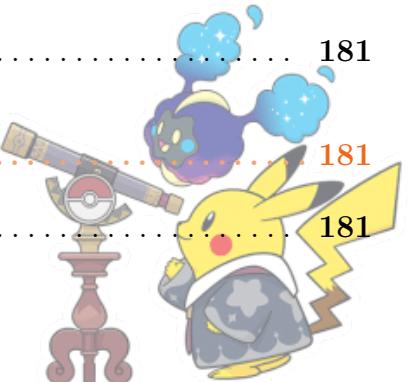
<b>15.1</b>	<b>潮汐 .....</b>	<b>178</b>
<b>15.2</b>	<b>季节 .....</b>	<b>178</b>
<b>15.3</b>	<b>影响气候的因素 .....</b>	<b>178</b>
<b>15.4</b>	<b>食现象 .....</b>	<b>179</b>
15.4.1	日食 .....	179
15.4.2	月食 .....	179
<b>15.5</b>	<b>空间天气 .....</b>	<b>179</b>
15.5.1	简介 .....	179
15.5.2	太阳风 .....	179
15.5.3	太阳耀斑 .....	179
15.5.4	日冕物质抛射 (CMEs) .....	179
15.5.5	极光 .....	179
<b>15.6</b>	<b>流星雨 .....</b>	<b>180</b>
<b>15.7</b>	<b>分点 (Equinoxes) .....</b>	<b>180</b>
<b>15.8</b>	<b>至点 (Solstices) .....</b>	<b>180</b>
<b>15.9</b>	<b>太阳赤纬 .....</b>	<b>180</b>

## **16 宇宙研究 ..... 180**

<b>16.1</b>	<b>人类对太阳系的探索 .....</b>	<b>180</b>
<b>16.2</b>	<b>行星探测任务 .....</b>	<b>181</b>

## **17 月球研究 ..... 181**

<b>17.1</b>	<b>岁差 (Precession) .....</b>	<b>181</b>
-------------	------------------------------	------------



17.2 章动 (Nutation) .....	183
17.3 天平动 (Libration) .....	183
<b>18 太阳系研究 .....</b>	<b>183</b>
18.1 形成 .....	183
18.1.1 星云假说 .....	183
18.1.2 分异与演化 .....	184
18.2 太阳系的结构与组成 .....	184
18.2.1 太阳 .....	184
18.2.2 行星 .....	184
18.2.3 矮行星与小天体 .....	185
18.2.4 柯伊伯带与奥尔特云 .....	185

## II 数据分析

<b>19 概率 .....</b>	<b>186</b>
19.1 简介 .....	186
19.2 随机变量 .....	186
<b>20 线性刻度与对数刻度 .....</b>	<b>187</b>
<b>21 集中趋势的度量 .....</b>	<b>187</b>
<b>22 离散程度的度量 .....</b>	<b>188</b>
22.1 基本概念 .....	188
22.2 箱线图 (Box-and-Whisker) .....	189
<b>23 半高全宽 (FWHM) .....</b>	<b>189</b>
<b>24 误差分析 .....</b>	<b>190</b>



<b>25 回归分析</b>	<b>190</b>
25.1 线性回归	190
25.1.1 最小二乘法	191
25.2 非线性回归	191

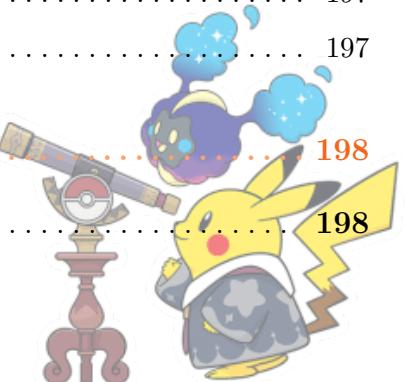
### III

## 观测天文学

<b>26 仪器与太空技术</b>	<b>193</b>
26.1 底片比例尺 (Plate Scale)	193
26.2 望远镜	193
26.2.1 望远镜类型	193
26.2.2 架台类型	194
26.2.3 核心组件	194
26.2.4 线性放大倍率	194
26.2.5 角放大倍率	195
26.2.6 色差 (Chromatic Aberration)	195
26.2.7 焦比 ( <i>f</i> -number)	195
26.2.8 集光力 (Light-gathering Power)	196
26.2.9 自适应光学 (Adaptive Optics)	196
26.3 干涉仪 (Interferometer)	196
26.4 探测器	196
26.4.1 光度计 (Photometers)	196
26.4.2 电荷耦合器件 (CCDs)	196
26.5 空间探测仪器	197
26.6 信噪比 (Signal-to-Noise Ratio)	197
26.6.1 定义	197
26.6.2 泊松噪声 (Poisson Noise)	197
26.6.3 完整信噪比方程	197

<b>27 Use of Stellarium to Practice</b>	<b>198</b>
---	------------

27.1 Changing location	198
------------------------	-----



27.2	Changing date .....	199
27.3	Changing Time .....	200
27.4	Enable Markings .....	200

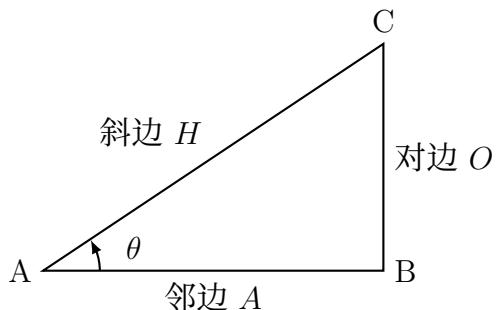


## Part I: 理论

### 1 数学物理基础

#### 1.1 三角学

考虑一个直角三角形，其中包含角度  $\theta$ 、对边  $O$ 、邻边  $A$  以及斜边  $H$ 。



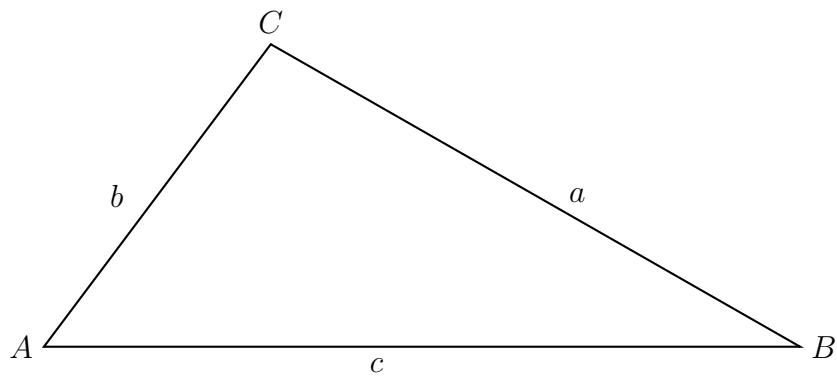
对于直角三角形中的角度  $\theta$ ，定义如下三角函数：

$$\sin \theta = \frac{\text{对边}}{\text{斜边}} = \frac{O}{H}, \quad \csc \theta = \frac{H}{O}$$

$$\cos \theta = \frac{\text{邻边}}{\text{斜边}} = \frac{A}{H}, \quad \sec \theta = \frac{H}{A}$$

$$\tan \theta = \frac{\text{对边}}{\text{邻边}} = \frac{O}{A}, \quad \cot \theta = \frac{A}{O}$$

对于任意三角形  $ABC$ ，设其边长  $a, b, c$  分别对应角  $A, B, C$ ：



**正弦定理：**

$$\frac{a}{\sin A} = \frac{b}{\sin B} = \frac{c}{\sin C}$$

**余弦定理：**

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos C$$



## 1.2 对数

对数的基本定义如下：

$$\log_b x = y \iff b^y = x$$

**定义. 1.1: 自然常数  $e$**

$$e = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{n}\right)^n$$

即当  $n \rightarrow \infty$  时,  $\left(1 + \frac{1}{n}\right)^n$  的极限值。

我们将以  $e$  为底的对数  $\log_e x$  定义为**自然对数**, 记作  $\ln x$ 。其运算法则包括:

1.  $\ln(xy) = \ln x + \ln y$
2.  $\ln\left(\frac{x}{y}\right) = \ln x - \ln y$
3.  $\ln(x^n) = n \ln x$

## 1.3 求和符号与指标符号

求和符号  $\sum$  用于表示数列的和:

$$\sum_{i=1}^n a_i = a_1 + a_2 + \cdots + a_n$$

**爱因斯坦求和约定**是张量分析中一种简洁的表达方式。其核心规则是：在一个项中，如果某个指标出现两次（通常是一个上指标和一个下指标），则暗含对该指标所有可能取值的求和，无需显式写出  $\sum$ ：

$$A_i B^i \equiv \sum_{i=1}^n A_i B^i$$

**示例：**对于两个矢量  $\mathbf{u}, \mathbf{v} \in \mathbb{R}^3$ , 其点积（内积）用爱因斯坦约定可写为：

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{v} = u_i v^i = \sum_{i=1}^3 u_i v^i$$



## 1.4 量纲分析

### 1.4.1 引言

量纲分析的主要用途包括：

- 检查物理方程的自洽性（前后一致性）。
- 预测不同物理量之间的内在联系。

任何物理量都可以表示为几个基础量纲的组合：

$[M]$  (质量),  $[L]$  (长度),  $[T]$  (时间),  $[I]$  (电流),  $[\Theta]$  (温度).

有效的物理方程必须是**量纲齐次的**，即方程两边以及所有相加减的项必须具有相同的量纲。以牛顿第二定律为例：

$$F = ma$$

其量纲为：

$$[F] = [MLT^{-2}], \quad [m] = [M], \quad [a] = [LT^{-2}]$$

因为  $[F] = [M] \cdot [LT^{-2}]$ , 所以该方程在量纲上是自洽的。

### 1.4.2 自然单位制

在理论物理中，常采用**自然单位制**，将某些基本物理常数设为 1：

- $\hbar$  (约化普朗克常数)
- $c$  (真空光速)
- $G$  (引力常数)
- $k_B$  (玻尔兹曼常数)

量纲分析可以帮助我们在自然单位制（如  $E = m$ ）与标准单位制（如  $E = mc^2$ ）之间进行转换，从而恢复物理量的真实量纲。



## 1.5 张量初步

### 1.5.1 矢量与矢量空间

#### 定义. 1.2: 矢量 (Vector)

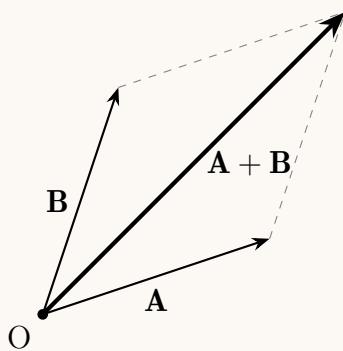
矢量是既有大小（模，记作  $|\mathbf{A}|$  或  $A$ ）又有方向的数学对象，通常用带箭头的字母 ( $\vec{A}$ ) 或粗体字母 ( $\mathbf{A}$ ) 表示。

#### 定义. 1.3: 单位矢量

单位矢量 ( $\hat{u}$ ) 的模为 1，用于指明方向。在笛卡尔坐标系中，标准基矢量为  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ 。

#### 定理. 1.1: 矢量加法的平行四边形法则

两个矢量相加的结果可以视为以这两个矢量为邻边构成的平行四边形的对角线：



#### 定义. 1.4: 点积与叉积

设两矢量夹角为  $\theta$ :

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = |\mathbf{A}| |\mathbf{B}| \cos \theta = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z$$

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = \det \begin{pmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ A_x & A_y & A_z \\ B_x & B_y & B_z \end{pmatrix}$$



### 1.5.2 矩阵

矩阵是一个  $m \times n$  的矩形数阵。

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & a_{m2} & \cdots & a_{mn} \end{pmatrix}$$

矩阵乘法  $C = AB$  的元素定义为:  $C_{ij} = \sum_{k=1}^n a_{ik} b_{kj} \circ$

### 1.5.3 张量的通用定义

张量是标量、矢量和矩阵的推广:

- 标量: 0 阶张量。
- 矢量: 1 阶张量。
- 矩阵: 2 阶张量。

张量的核心特性在于其在坐标变换下的行为。设  $x^\mu$  为旧坐标,  $x'^\mu$  为新坐标:

- 逆变张量 (Contravariant): 指标在上,  $T'^\mu = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\nu} T^\nu \circ$
- 协变张量 (Covariant): 指标在下,  $T'_\mu = \frac{\partial x^\nu}{\partial x'^\mu} T_\nu \circ$

### 1.5.4 标量场与矢量场

标量场是将标量值映射到空间的每一个点 (如房间里的温度分布  $T(\mathbf{x})$ )。

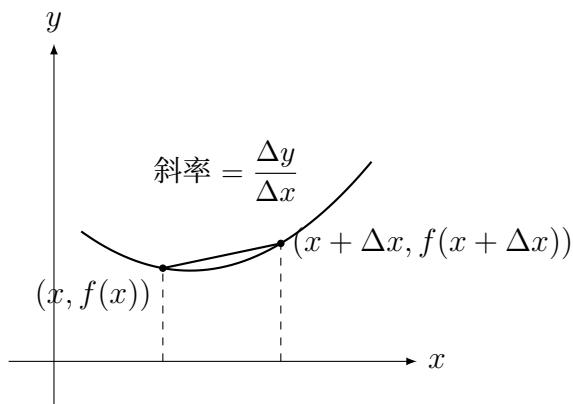
## 1.6 微分与偏微分

### 1.6.1 引言

微分用于处理单变量函数  $y = f(x)$ , 它衡量了因变量  $y$  随自变量  $x$  变化的瞬时变化率。函数  $f(x)$  对  $x$  的导数通过极限定义, 记作  $\frac{df}{dx}$  或  $f'(x)$ :

$$\frac{df}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x}$$



Figure 1: 当  $\Delta x \rightarrow 0$  时, 微分即为曲线的切线斜率。

## 1.6.2 性质与公式

### 定义. 1.5: 微分基本性质

若  $f(x)$  和  $g(x)$  均为可导函数,  $c$  和  $n$  为任意实数:

$$(cf)' = cf'(x)$$

$$\frac{d}{dx}(c) = 0$$

$$(f \pm g)' = f'(x) \pm g'(x)$$

$$\frac{d}{dx}(x^n) = nx^{n-1} \quad (\text{幂函数法则})$$

$$(fg)' = f'g + fg' \quad (\text{乘积法则})$$

$$\frac{d}{dx}(f(g(x))) = f'(g(x))g'(x) \quad (\text{链式法则})$$

$$\left(\frac{f}{g}\right)' = \frac{f'g - fg'}{g^2} \quad (\text{商法则})$$

### 定义. 1.6: 常用求导公式

$$\frac{d}{dx}(x) = 1$$

$$\frac{d}{dx}(\csc x) = -\csc x \cot x$$

$$\frac{d}{dx}(a^x) = a^x \ln a$$

$$\frac{d}{dx}(\sin x) = \cos x$$

$$\frac{d}{dx}(\cot x) = -\csc^2 x$$

$$\frac{d}{dx}(e^x) = e^x$$

$$\frac{d}{dx}(\cos x) = -\sin x$$

$$\frac{d}{dx}(\sin^{-1} x) = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}}$$

$$\frac{d}{dx}(\ln x) = \frac{1}{x}, \quad x > 0$$

$$\frac{d}{dx}(\tan x) = \sec^2 x$$

$$\frac{d}{dx}(\cos^{-1} x) = -\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}$$

$$\frac{d}{dx}(\ln|x|) = \frac{1}{x}, \quad x \neq 0$$

$$\frac{d}{dx}(\sec x) = \sec x \tan x$$

$$\frac{d}{dx}(\tan^{-1} x) = \frac{1}{1+x^2}$$

$$\frac{d}{dx}(\log_a x) = \frac{1}{x \ln a}, \quad x > 0$$



### 1.6.3 偏微分

偏微分用于处理含有两个或更多自变量的函数，如  $z = f(x, y)$ 。偏导数衡量了函数随其中一个变量的变化率，同时保持其他所有变量不变。例如， $\frac{\partial z}{\partial x}$  表示在  $y$  保持不变时对  $x$  求导。

**示例：**考虑函数

$$f(x, y) = x^2y + e^{xy}$$

其对  $x$  的偏导数为：

$$\frac{\partial}{\partial x} (x^2y + e^{xy}) = 2xy + ye^{xy}$$

### 1.6.4 数值分析初步

#### 定义. 1.7: 二分法 (Bisection Method)

设函数  $f(x)$  在区间  $[a, b]$  上连续，且  $f(a)$  与  $f(b)$  异号，即：

$$f(a) \cdot f(b) < 0$$

根据介值定理，根  $r$  必位于  $a$  和  $b$  之间。我们可以通过不断平分区间来逼近根。区间中点  $m$  为：

$$m = \frac{a + b}{2}$$

接着检查  $f(m)$  的符号：

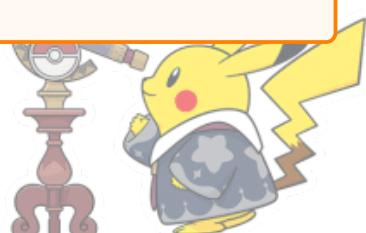
- 若  $f(m) = 0$ ，则  $m$  即为根。
- 若  $f(a) \cdot f(m) < 0$ ，则根位于  $[a, m]$ ，令  $b = m$ 。
- 若  $f(m) \cdot f(b) < 0$ ，则根位于  $[m, b]$ ，令  $a = m$ 。

重复该过程直到区间足够小。

#### 定义. 1.8: 牛顿-拉夫逊方法 (Newton-Raphson method)

设  $f(x)$  为可导函数， $x_0$  为根的初始猜测值。通过切线进一步逼近，下一次近似值  $x_1$  为：

$$x_1 = x_0 - \frac{f(x_0)}{f'(x_0)}$$



该方法的迭代公式为：

$$x_{n+1} = x_n - \frac{f(x_n)}{f'(x_n)}$$

### 1.6.5 泰勒级数

函数  $f(x)$  在点  $a$  处的泰勒级数展开式为：

$$f(x) = f(a) + f'(a)(x - a) + \frac{f''(a)}{2!}(x - a)^2 + \frac{f^{(3)}(a)}{3!}(x - a)^3 + \dots$$

### 1.6.6 利用泰勒级数进行线性化

线性化是指用线性函数近似非线性函数的过程。函数  $f(x)$  在  $x = a$  处的线性近似即为其在该点处的切线。一般的线性近似形式为：

$$f(x) \approx f(a) + f'(a)(x - a)$$

## 1.7 积分学

### 1.7.1 引言

函数  $f(x)$  在区间  $[a, b]$  上的定积分定义为当区间划分无限细时黎曼和（Riemann sum）的极限：

$$\int_a^b f(x) dx = \lim_{\|\Delta x\| \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n f(x_i^*) \Delta x_i$$

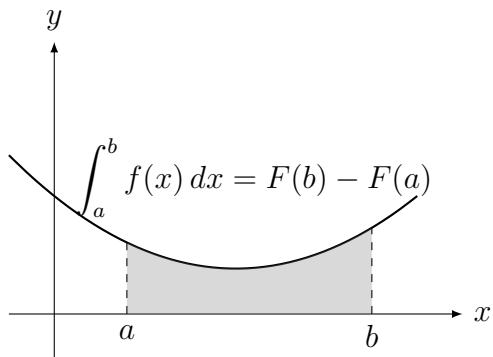
其中  $\Delta x_i$  是每个子区间的宽度， $x_i^*$  是该子区间内的一点。

根据微积分基本定理，定积分可以通过原函数计算：

$$\int_a^b f(x) dx = F(b) - F(a)$$

其中  $F(x)$  是  $f(x)$  的任意原函数，即  $F'(x) = f(x)$ 。我们通常记作  $F(x) = \int f(x) dx$ 。



Figure 2: 曲线  $y = f(x)$  从  $x = a$  到  $x = b$  所围成的面积。

### 1.7.2 性质与公式

#### 定义. 1.9: 积分性质

$$\int [f(x) \pm g(x)] dx = \int f(x) dx \pm \int g(x) dx$$

$$\int cf(x) dx = c \int f(x) dx$$

以上性质同样适用于定积分。此外请注意:  $\int_a^b f(x) dx = \int_a^c f(x) dx + \int_c^b f(x) dx$ 。

#### 定义. 1.10: 常用积分公式

$$\int x^n dx = \frac{x^{n+1}}{n+1} + C, \quad n \neq -1$$

$$\int \frac{1}{x} dx = \ln|x| + C$$

$$\int \sin x dx = -\cos x + C$$

$$\int \cos x dx = \sin x + C$$

$$\int e^x dx = e^x + C$$

### 1.7.3 换元积分法

假设我们要计算形式如下的积分:

$$\int f(g(x))g'(x) dx$$

1. 识别内函数  $g(x)$ , 其导数  $g'(x)$  应出现在积分式中。
2. 进行替换:

$$u = g(x) \implies du = g'(x) dx$$



3. 用  $u$  改写积分式:

$$\int f(g(x))g'(x) dx = \int f(u) du$$

4. 对  $u$  进行积分。

5. 最后代回  $u = g(x)$  得到关于  $x$  的结果。

#### 1.7.4 分部积分法

分部积分法基于导数的乘积法则:

$$\frac{d}{dx}[u(x)v(x)] = u'(x)v(x) + u(x)v'(x)$$

对方程两边积分并整理, 得到分部积分公式:

$$\int u(x)v'(x) dx = u(x)v(x) - \int v(x)u'(x) dx$$

通常选择  $u(x)$  为求导后变简单的部分, 而  $v'(x)$  应为容易积分的部分。

#### 1.7.5 多重积分、线积分与面积分

##### 定义. 1.11: $n$ 维积分

在  $n$  维空间中, 函数  $f : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$  在区域  $D \subset \mathbb{R}^n$  上的积分给出如下:

$$\int_D f(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \int_{x_1=a_1}^{b_1} \int_{x_2=a_2}^{b_2} \dots \int_{x_n=a_n}^{b_n} f(x_1, x_2, \dots, x_n) dx_n \dots dx_2 dx_1$$

##### 定义. 1.12: 线积分 (Line Integration)

线积分是函数沿曲线或路径的积分。设  $\mathbf{r}(t) = (x(t), y(t), z(t))$  为曲线  $C$  的参数化方程,  $t \in [a, b]$ 。标量函数  $f$  沿  $C$  的线积分为:

$$\int_C f(x, y, z) ds = \int_a^b f(x(t), y(t), z(t)) \left| \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right| dt$$

对于矢量场  $\mathbf{F} = (F_1, F_2, F_3)$ , 线积分为:

$$\int_C \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int_a^b \left( F_1 \frac{dx}{dt} + F_2 \frac{dy}{dt} + F_3 \frac{dz}{dt} \right) dt$$



### 定义. 1.13: 面积分 (Surface Integration)

面积分是对曲面  $S$  的积分。标量函数  $f(x, y, z)$  在曲面  $S$  上的面积分为：

$$\int_S f(x, y, z) dS = \iint_D f(x(u, v), y(u, v), z(u, v)) \left| \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(u, v)} \right| du dv$$

其中雅可比行列式 (Jacobian) 项表示从参数空间  $(u, v)$  到  $(x, y, z)$  空间的转换。

对于矢量场  $\mathbf{F}$ , 面积分为：

$$\int_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \iint_D \mathbf{F} \cdot \mathbf{n}(u, v) \left| \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(u, v)} \right| du dv$$

其中  $\mathbf{n}(u, v)$  为曲面在每一点的单位法矢量。

### 1.7.6 数值积分：梯形法则与辛普森法则

对于难以求出解析解的复杂函数，可以使用数值方法：

**梯形法则 (Trapezoidal Rule):** 通过将曲线下的面积划分为多个小梯形来近似：

$$A \approx \frac{h}{2} \left( f(a) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} f(x_i) + f(b) \right)$$

其中  $h = \frac{b-a}{n}$ 。

**辛普森法则 (Simpson's Rule):** 通过在每段区间拟合抛物线来获得更精确的近似：

$$A \approx \frac{h}{3} \left( f(a) + 4 \sum_{\text{奇数 } i} f(x_i) + 2 \sum_{\text{偶数 } i} f(x_i) + f(b) \right)$$

### 1.7.7 微分方程

**引言** 常微分方程 (ODE) 是包含未知函数及其导数的方程。一阶 ODE 的一般形式为：

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y)$$

**可分离变量方程** 若一阶 ODE 可以写成如下形式，则称其为可分离变量的：

$$\frac{dy}{dx} = g(x)h(y) \implies \frac{1}{h(y)} dy = g(x) dx$$



通过对两边分别积分即可求解。

**积分因子法** 一阶线性 ODE 的标准形式为：

$$\frac{dy}{dx} + P(x)y = Q(x)$$

可以通过引入积分因子来求解：

$$\mu(x) = e^{\int P(x)dx} \implies y\mu(x) = \int Q(x)\mu(x)dx$$

**初值条件** 初值条件是指在特定点（通常为  $t_0$  或  $x_0$ ）给定解及其导数的值。对于  $n$  阶 ODE，通常需要  $n$  个初值条件才能确定唯一解。

## 1.8 圆锥曲线

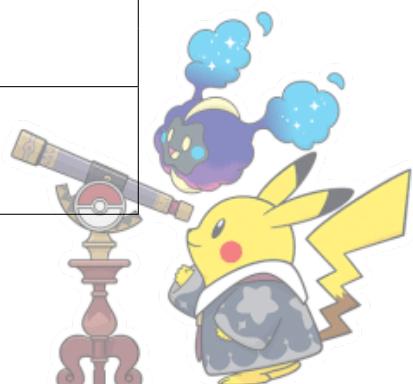
**引言** 圆锥曲线是平面与双圆锥相交得到的曲线。根据平面交角的不同，可分为：

- 圆 (Circle)
- 椭圆 (Ellipse)
- 抛物线 (Parabola)
- 双曲线 (Hyperbola)

笛卡尔坐标系下的通式为：  $Ax^2 + Bxy + Cy^2 + Dx + Ey + F = 0$ 。

圆锥曲线 方程与性质	
圆	方程: $(x - h)^2 + (y - k)^2 = r^2$ 圆心: $(h, k)$ , 半径: $r$
椭圆	方程: $\frac{(x - h)^2}{a^2} + \frac{(y - k)^2}{b^2} = 1$ 中心: $(h, k)$ , 半长轴: $a$ , 半短轴: $b$
抛物线	方程: $y - k = a(x - h)^2$ 顶点: $(h, k)$ , 开口方向: 垂直
双曲线	方程: $\frac{(x - h)^2}{a^2} - \frac{(y - k)^2}{b^2} = 1$ 中心: $(h, k)$ , 实轴沿 $x$ 轴

Table 1: 不同圆锥曲线及其几何性质



## 1.9 坐标系

坐标系	定义与转换
<b>极坐标 (2D)</b>	坐标 $(r, \theta)$ 。 $r$ 为到原点的距离, $\theta$ 为与 $x$ 轴正方向的夹角。 转换: $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta$
<b>柱坐标 (3D)</b>	极坐标的 3D 扩展: $(r, \theta, z)$ 。 $r$ 为到 $z$ 轴的径向距离。 转换: $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta, z = z$
<b>球坐标 (3D)</b>	坐标 $(\rho, \theta, \phi)$ 。 $\rho$ 为到原点距离, $\theta$ 为天顶角 (与 $z$ 轴夹角), $\phi$ 为方位角 ( $xy$ 平面内)。 转换: $x = \rho \sin \theta \cos \phi, y = \rho \sin \theta \sin \phi, z = \rho \cos \theta$

Table 2: 常见坐标系及其转换关系

## 2 球面三角学与天球坐标系

### 2.1 球面三角学

#### 定义. 2.1: 基本术语

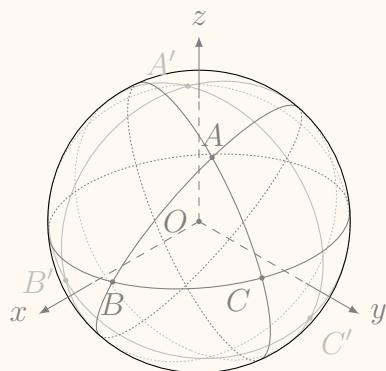
在半径为  $R$  的球面上, 我们定义:

- **大圆 (Great Circle)**: 圆心与球心重合的球面圆。
- **球面三角形 (Spherical Triangle)**: 由三段大圆弧组成的三角形。
- **边 (Sides)**: 球面三角形的边即为大圆弧的长。
- **角 (Angles)**: 球面三角形的角是顶点处两条大圆切线之间的夹角。

考虑单位球 (半径 = 1) 上的球面三角形, 其顶点为  $A, B, C$ 。我们记:

- 边长:  $a = BC, b = AC, c = AB$  (均为弧长)
- 角度:  $A = \angle BAC, B = \angle ABC, C = \angle ACB$





### 定义. 2.2: 球面角盈

球面三角形的内角之和大于  $\pi$  弧度 ( $180^\circ$ )。其差值称为球面角盈 (Spherical Excess)  $E$ :

$$E = A + B + C - \pi$$

### 定理. 2.1: 球面三角形面积

在半径为  $R$  的球面上, 球面三角形的面积为:

$$\text{面积} = R^2 \cdot E$$

### 定理. 2.2: 球面余弦定理

对于边长为  $a, b, c$  且对角为  $A, B, C$  的球面三角形:

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos A$$

$$\cos b = \cos c \cos a + \sin c \sin a \cos B$$

$$\cos c = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos C$$



同样地，对于角度有：

$$\cos A = -\cos B \cos C + \sin B \sin C \cos a$$

$$\cos B = -\cos C \cos A + \sin C \sin A \cos b$$

$$\cos C = -\cos A \cos B + \sin A \sin B \cos c$$

## 2.2 天球坐标系

### 2.2.1 地平坐标系 (Alt-Az System)

地平坐标系基于观测者在地球上的位置。它以局部地平线为基准，是一个动态坐标系，随观测者位置和时间的变化而变化。

- **高度 (Altitude, Alt)**: 物体距离地平线的垂直角度。范围从  $0^\circ$  (地平线) 到  $90^\circ$  (天顶，即观测者正上方)。
- **方位角 (Azimuth, Az)**: 从正北方向沿顺时针测量。 $0^\circ$  为北， $90^\circ$  为东， $180^\circ$  为南， $270^\circ$  为西。

### 2.2.2 赤道坐标系 (Equatorial System)

该坐标系相对于恒星固定，不随观测者位置改变。它基于天球，是将地球的赤道和本初子午线延伸到太空的结果。

- **赤经 (Right Ascension, RA)**: 类似于经度。从春分点开始沿天赤道向东测量。通常以时、分、秒表示，24 小时对应  $360^\circ$ 。
- **赤纬 (Declination, Dec)**: 类似于纬度。测量天球赤道以北或以南的夹角。范围从  $-90^\circ$  (天南极) 到  $+90^\circ$  (天北极)。

### 2.2.3 黄道坐标系 (Ecliptic System)

黄道坐标系基于地球绕太阳公转的轨道平面。它在描述行星位置以及太阳、月球运动时非常有用。

- **黄经 ( $\lambda$ )**: 沿黄道从春分点开始测量。范围为  $0^\circ$  到  $360^\circ$ 。
- **黄纬 ( $\beta$ )**: 垂直于黄道平面测量。范围为  $-90^\circ$  到  $+90^\circ$ 。



### 2.2.4 银道坐标系 (Galactic System)

银道坐标系用于描述天体相对于银河系平面的位置。

- **银经 ( $l$ )**: 在银道面内从银心方向开始测量。范围为  $0^\circ$  到  $360^\circ$ 。
- **银纬 ( $b$ )**: 垂直于银道面测量。范围为  $-90^\circ$  到  $+90^\circ$ 。

### 2.2.5 拱极星 (Circumpolar Stars)

拱极星是指在给定纬度下永不落入地平线以下的恒星。它们位置靠近天极，全天都在围绕天极作圆周运动。在靠近极地的地区，这些恒星全年可见。数学上，恒星的赤纬  $\delta$  必须满足：

$$\delta \geq 90^\circ - \phi$$

其中  $\phi$  是观测者的地理纬度。

## 3 天文时间

### 3.1 太阳时 (Solar Time)

太阳时基于太阳在天空中的位置。它与日常生活中使用的时间（基于地球相对于遥远恒星的自转）有所不同。

#### 3.1.1 真太阳时 (Apparent Solar Time)

真太阳时基于观测到的太阳实际位置。它由地方子午线和太阳的瞬时位置决定，因地球轨道为椭圆而产生变化。

$$\text{真太阳时} = \text{地方平太阳时} + \text{时差}$$

时差 (*Equation of Time*) 修正了地球轨道离心率和黄赤交角带来的影响。

#### 3.1.2 平太阳时 (Mean Solar Time)

平太阳时基于地球自转的平均速度，忽略了地球运动的不均匀性。一个平太阳日的长度恒定为 86,400 秒。

$$\text{平太阳时} = \text{世界时 (UT)} + \text{经度修正}$$



## 3.2 恒星时 (Sidereal Time)

恒星时基于地球相对于遥远恒星（而非太阳）的自转，这对定位天体至关重要。

### 3.2.1 恒星日 (Sidereal Day)

恒星日是地球相对于固定恒星自转一周所需的时间。约为 23 小时 56 分 4.1 秒，比太阳日稍短。

$$\text{地方恒星时 (LST)} = \text{GMST} + \text{经度修正}$$

其中 GMST 是格林尼治平恒星时。

## 3.3 日心儒略日 (Heliocentric Julian Date, HJD)

日心儒略日是对儒略日 (JD) 进行修正后的时间，修正了地球与太阳之间的光行差。这在变星定时或系外行星凌日等高精度观测中至关重要。

$$\text{HJD} = \text{JD} + \frac{\mathbf{r} \cdot \hat{s}}{c}$$

其中  $\mathbf{r}$  是太阳到地球的矢量， $\hat{s}$  是指向观测天体的单位矢量， $c$  是光速。

## 3.4 时区与世界时

世界时 (Universal Time) 是基于地球自转的时间标准。地方平太阳时 (LMT) 是特定经度下的平均太阳时：

$$\text{LMT} = \text{UT} + \frac{\lambda}{15^\circ} \text{ 小时}$$

(东经  $\lambda$  为正，西经为负)。

## 3.5 年的不同定义

- 恒星年 (Sidereal Year)：地球相对于固定恒星公转一周的时间。 $\approx 365.25636$  天。
- 回归年 (Tropical Year)：两次春分点之间的时间间隔。 $\approx 365.24219$  天。用于历法以保持季节对齐。
- 近点年 (Anomalistic Year)：地球连续两次经过近日点的时间间隔。 $\approx 365.25964$  天。
- 儒略年 (Julian Year)：精确定义为 365.25 天。常用于天文学计算。



### 3.6 时差 (Equation of Time)

时差量化了真太阳时与平太阳时之间的差异：

$$\text{时差} = \text{真太阳时} - \text{平太阳时}$$

这种差异源于：

- 地球轨道的椭圆性（开普勒第二定律）。
- 地球自转轴的倾斜（黄赤交角）。



## 4 天体物理中的测量单位

物理量	数值 / 定义
<b>距离单位</b>	
天文单位 (AU)	$1 \text{ AU} = 1.496 \times 10^{11} \text{ m}$ (日地平均距离)
秒差距 (pc)	$1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{16} \text{ m} \approx 3.26 \text{ ly}$ (1 AU 所对周年视差为 1 角秒的距离)
光年 (ly)	$1 \text{ ly} = 9.461 \times 10^{15} \text{ m}$
<b>质量单位</b>	
太阳质量	$1 M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$
地球质量	$1 M_{\oplus} = 5.97 \times 10^{24} \text{ kg}$
<b>半径单位</b>	
太阳半径	$1 R_{\odot} = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$
地球半径	$1 R_{\oplus} = 6.37 \times 10^6 \text{ m}$
<b>时间单位</b>	
儒略年	$1 \text{ yr} = 365.25 \text{ 天}$
<b>角度单位</b>	
度	$1^\circ = 60' = 3600''$
弧度	$2\pi \text{ rad} = 360^\circ$
<b>光度与通量</b>	
太阳光度	$1 L_{\odot} = 3.828 \times 10^{26} \text{ W}$
<b>光谱单位</b>	
波长	$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ (埃)
<b>温度</b>	
开尔文	$K = {}^\circ C + 273.15$ (黑体辐射和恒星温度的标准单位)

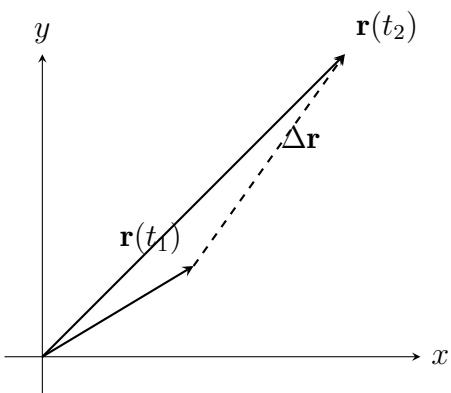
## 5 基础力学

### 5.1 运动学

#### 5.1.1 直线运动

我们可以使用位置矢量  $\mathbf{r}(t)$  来确定质点在时间  $t$  时在平面内的位置。





上图展示了质点在两个不同时刻  $t_1$  和  $t_2$  的位置。位移矢量由下式给出：

$$\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}(t_2) - \mathbf{r}(t_1)$$

在时间间隔  $\Delta t = t_2 - t_1$  内的平均速度为：

$$\mathbf{v}_{\text{av}} = \frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta t}$$

时刻  $t_0$  的瞬时速度通过取  $\Delta t \rightarrow 0$  的极限获得：

$$\mathbf{v} = \frac{d \mathbf{r}}{d t}$$

瞬时速率是速度矢量的模：

$$v = |\mathbf{v}|$$

平均加速度是速度的变化率：

$$\mathbf{a}_{\text{av}} = \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t}$$

而瞬时加速度为：

$$\mathbf{a} = \frac{d \mathbf{v}}{d t} = \frac{d^2 \mathbf{r}}{d t^2}$$

假设一个质点以恒定加速度  $\mathbf{a}$  运动。设在时刻  $t_0$  时，其速度和位置分别为  $\mathbf{v}_0$  和  $\mathbf{x}_0$ 。那么，其运动方程可以描述为：

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + \mathbf{v}_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\mathbf{a}(t - t_0)^2$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{a}(t - t_0)$$

$$|\mathbf{v}|^2 - |\mathbf{v}_0|^2 = 2 \mathbf{a} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)$$



矢量的时间导数提供了关于矢量大小和方向变化率的信息。

### 5.1.2 相对运动

**简介** 让我们考虑在直线或平面上运动的两个物体  $A$  和  $B$ 。物体  $A$  相对于物体  $B$  的速度由下式给出：

$$\mathbf{v}_{A/B} = \mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B$$

其中：

- $\mathbf{v}_A$  是物体  $A$  相对于固定参考系的速度。
- $\mathbf{v}_B$  是物体  $B$  相对于同一参考系的速度。
- $\mathbf{v}_{A/B}$  是物体  $A$  相对于物体  $B$  的速度。

当两个物体相互绕转时，需要结合它们的角速度来确定相对角速度。如果物体  $A$  的角速度为  $\omega_A$ ，物体  $B$  的角速度为  $\omega_B$ ，则  $A$  相对于  $B$  的相对角速度  $\omega_{A/B}$  为：

$$\boldsymbol{\omega}_{A/B} = \boldsymbol{\omega}_A - \boldsymbol{\omega}_B$$

这里假设两个物体都绕同一轴旋转。

**逆行运动** 逆行运动是行星相对于背景恒星表现出的表观向后运动，这是由地球和该行星的相对轨道运动引起的。地球在其内侧轨道上运行得更快。

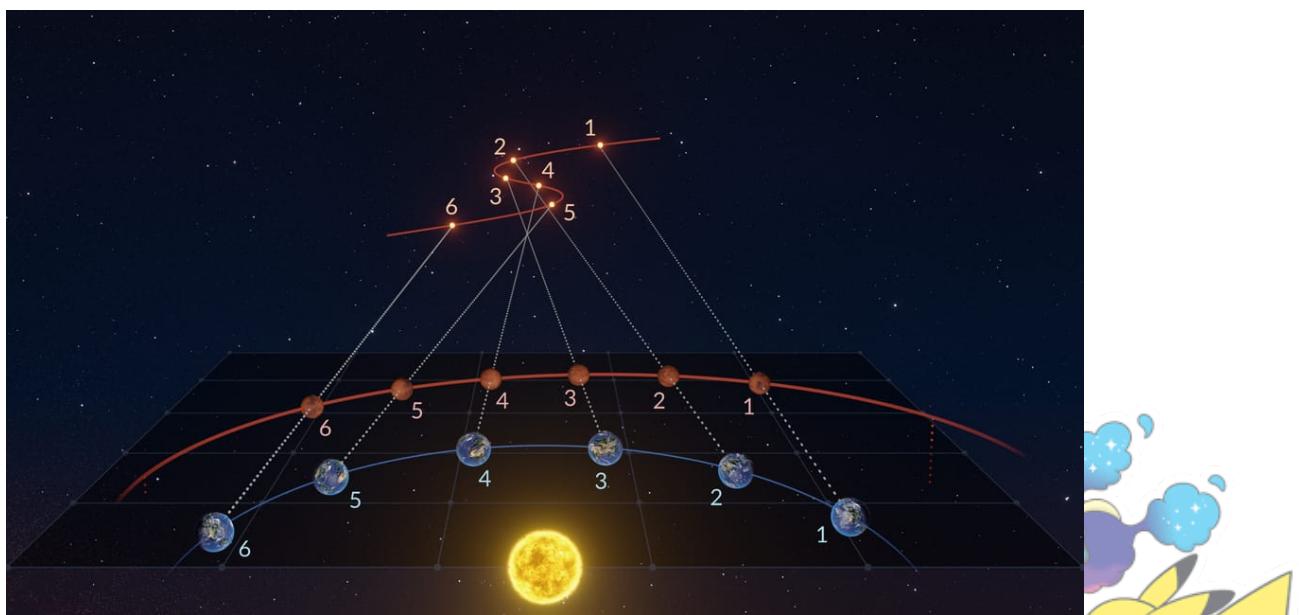


Figure 3: 来源: <https://starwalk.space/en/news/what-is-retrograde-motion>



**示例：**已知：

$$T_E = 365.25 \text{ 天}$$

$$T_{Mars} = 686.98 \text{ 天}$$

角速率：

$$\omega_E = \frac{360^\circ}{365.25} = 0.9856^\circ/\text{天}$$

$$\omega_{Mars} = \frac{360^\circ}{686.98} = 0.524^\circ/\text{天}$$

相对角速率：

$$\omega_{rel} = \omega_E - \omega_{Mars} = 0.4616^\circ/\text{天}$$

这种相对角运动导致火星在冲日期间相对于恒星表现出向后移动。行星相邻两次逆行运动之间的时间间隔等于其会合周期。

**会合周期与恒星周期** 会合周期 ( $T_{syn}$ ) 是从地球观测到的行星连续两次处于相同构型（例如从冲到下一次冲，或从合到下一次合）的时间间隔。

天体的恒星周期 ( $T_s$ ) 是指其相对于固定的背景恒星绕太阳公转一周所需的时间。

**示例：**设

- $T_E$  = 地球的恒星周期
- $T_P$  = 行星的恒星周期

对于**地内行星**（水星、金星）：

$$\frac{1}{T_{syn}} = \frac{1}{T_P} - \frac{1}{T_E}$$

对于**地外行星**（火星、木星、土星）：

$$\frac{1}{T_{syn}} = \frac{1}{T_E} - \frac{1}{T_P}$$

**引力弹弓效应** 引力弹弓效应（也称为引力助推）是指航天器利用行星或卫星的引力来改变其轨道并增加速度。这是通过飞越行星或卫星实现的，航天器在受到行星引力场吸引时会加速。该效应常用于节省



燃料并将航天器导向目的地。在数学上，飞越期间的速度变化可以描述为：

$$\Delta v = v_{\text{航天器}} + v_{\text{行星}}$$

其中：

1.  $v_{\text{航天器}}$  是航天器的速度，且
2.  $v_{\text{行星}}$  是从航天器参考系看到的行星速度。

## 5.2 牛顿定律

**第一定律（惯性定律）** 除非受到外力作用，否则物体将保持静止状态，或保持匀速直线运动。

$$\sum \mathbf{F} = 0 \implies \mathbf{a} = 0$$

**第二定律** 质点受到的合外力等于其动量随时间的变化率：

$$\sum \mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}$$

对于质量恒定的情况：

$$\sum \mathbf{F} = m\mathbf{a}$$

这是牛顿第二定律最常用的形式。

**第三定律** 每一个作用力都有一个大小相等、方向相反的反作用力：

$$\mathbf{F}_{AB} = -\mathbf{F}_{BA}$$

## 5.3 线动量

线动量是力学中的一个基本概念，它通过物体的质量和速度来描述其运动。它定义为物体的质量与速度的乘积：

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}$$

其中：

- $\mathbf{p}$  是物体的线动量，



- $m$  是物体的质量,
- $v$  是物体的速度。

在一个孤立系统中（无外力作用），系统的总线动量保持不变。这就是所谓的动量守恒定律。在数学上，对于一个质点系：

$$\sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i = \text{常数}$$

其中  $\mathbf{p}_i$  是第  $i$  个质点的线动量。

作用在物体上的力  $\vec{F}$  的冲量定义为物体动量的变化。数学表达为：

$$\mathbf{J} = \Delta \mathbf{p} = \mathbf{F} \Delta t$$

其中  $\mathbf{J}$  是冲量， $\Delta \mathbf{p}$  是动量变化， $\mathbf{F}$  是平均力， $\Delta t$  是力作用的时间间隔。

## 5.4 力、转矩与物体的平衡

力是任何导致物体运动状态发生改变的相互作用。它是一个矢量，既有大小又有方向。用矢量表示为：

$$\mathbf{F} = (F_x, F_y, F_z)$$

**SI 单位：**牛顿 (N)，其定义为：

$$1 \text{ N} = 1 \text{ kg m s}^{-2}$$

**力的示例：**

- 重力： $\mathbf{F}_g = mg$
- 支持力：来自表面的垂直反作用力
- 摩擦力： $\mathbf{f} = \mu N$  (阻碍运动)
- 张力：通过绳索传递的力

由作用在距离支点  $\mathbf{r}$  处的力  $\mathbf{F}$  产生的转矩（力矩） $\tau$  是两者的叉积：

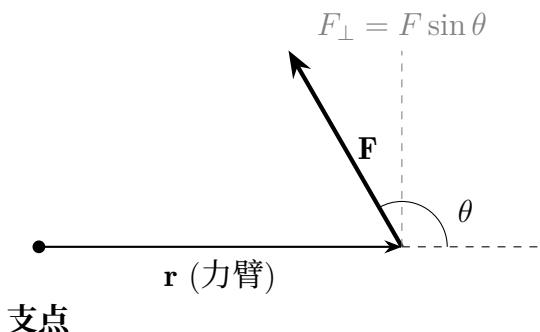
$$\tau = \mathbf{r} \times \mathbf{F}$$

其大小由下式给出：

$$\tau = r F \sin(\theta)$$



SI 单位：牛顿·米 (N · m)



当物体受到的合外力为零，且合外力矩也为零时，称该物体处于平衡状态。平衡分为两种类型：

- 平动平衡：作用在物体上的所有力之和为零：

$$\sum \mathbf{F} = 0$$

- 转动平衡：作用在物体上的所有力矩（关于任意点）之和为零：

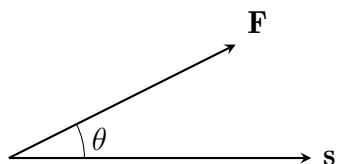
$$\sum \tau = 0$$

## 5.5 能量

当一个恒力  $\mathbf{F}$  作用于物体并产生位移  $\mathbf{s}$  时，该力所做的功定义为点积：

$$W = \mathbf{F} \cdot \mathbf{s} = F s \cos \theta$$

其中  $\theta$  是力与位移之间的夹角。



如果力不是恒定的，则：

$$W = \int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{s}$$

注意：

- 功是一个标量。



- 若力和位移方向相同,  $W > 0$ 。
- 若力阻碍运动 (如摩擦力),  $W < 0$ 。
- 若  $\mathbf{F} \perp \mathbf{s}$ , 则  $W = 0$  (力不做功)。

对于质量为  $m$  的物体在垂直高度  $h$  内移动:

$$W_g = -mgh$$

(若物体被向上提升), 以及

$$W_g = +mgh$$

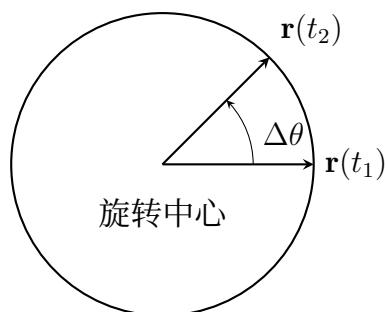
(若物体向下移动)。以速度  $v$  运动、质量为  $m$  的物体的动能为:

$$K = \frac{1}{2}mv^2$$

## 5.6 圆周运动

### 5.6.1 运动学

考虑一个物体 (例如系在绳子上的狗) 绕固定点以半径  $r$  旋转。



- 角位移:  $\Delta\theta$  (单位: 弧度)

- 角速度:  $\omega = \frac{d\theta}{dt}$

- 角加速度:  $\alpha = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\theta}{dt^2}$

转动运动学方程 (类似于直线运动) 为:

$$\theta = \theta_0 + \omega_0 t + \frac{1}{2}\alpha t^2$$



$$\omega = \omega_0 + \alpha t$$

$$\omega^2 - \omega_0^2 = 2\alpha(\theta - \theta_0)$$

对于半径为  $r$  的圆周运动物体,

$$v = r\omega$$

是其切向（线）速率。

切向加速度为:

$$a_{\tan} = r\alpha$$

向心（径向）加速度为:

$$a_{\text{rad}} = \frac{v^2}{r} = r\omega^2$$

### 定理. 5.1: 右手定则

## 5.6.2 向心力

向心力是作用在圆周运动物体上的力。它指向圆心或旋转轴。向心力的大小由下式给出:

$$F_c = \frac{mv^2}{r}$$

其中:

- $m$  是物体的质量,
- $v$  是物体的速度,
- $r$  是圆周路径的半径。

## 5.6.3 离心力

离心力是一种惯性力（假想力），当在旋转参考系中观察时，它似乎作用在物体上。它表现为将物体推离旋转中心。在旋转参考系中，它的值与向心力大小相等、方向相反。离心力的大小为:

$$F_{\text{cf}} = \frac{mv^2}{r}$$



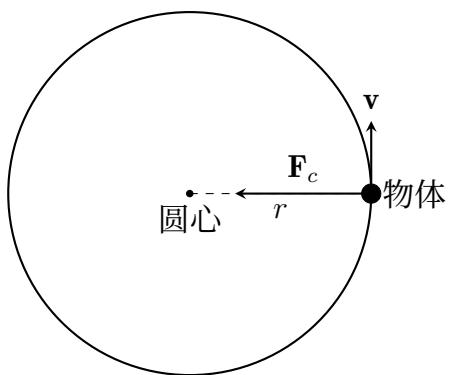


Figure 4: 向心力始终指向圆心。

#### 5.6.4 科里奥利力

科里奥利力（地转偏向力）是一种表观力，作用在旋转系统（如地球）中运动的质量上。它由参考系的旋转产生。科里奥利力由下式给出：

$$F_{\text{Coriolis}} = 2m\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}$$

其中：

- $m$  是物体的质量，
- $\mathbf{v}$  是物体相对于旋转参考系的速度，
- $\boldsymbol{\omega}$  是旋转参考系的角速度矢量。

#### 5.6.5 角动量

对于位于位置  $\mathbf{r}$ （相对于原点）、线动量为  $\mathbf{p}$  的质点：

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$$

对于绕定轴旋转、转动惯量为  $I$ 、角速度为  $\omega$  的刚体：

$$\mathbf{L} = I\boldsymbol{\omega}$$

正如力会改变线动量一样，力矩（转矩）( $\tau$ ) 会改变角动量：

$$\tau_{\text{net}} = \frac{d\mathbf{L}}{dt}$$



**定理. 5.2: 角动量守恒**

如果系统受到的合外力矩为零 ( $\tau_{ext} = 0$ ), 则总角动量守恒:

$$L_i = L_f$$



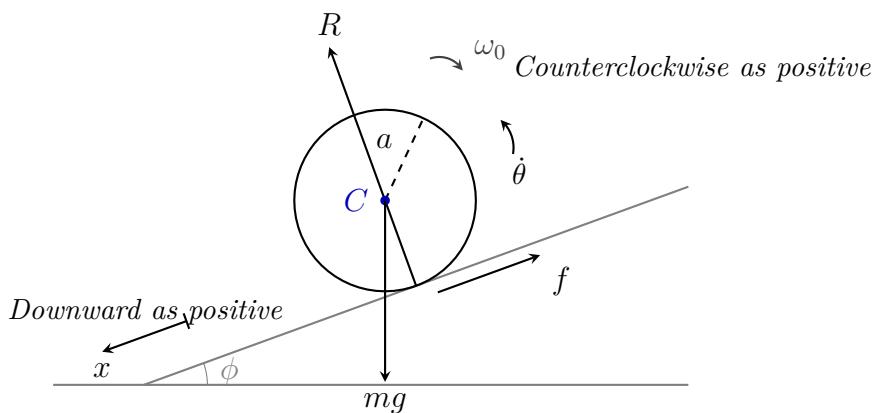
## 5.7 案例研究

一个以角速率  $\omega_0$  绕其轴旋转的圆盘，被轻轻地放置在一个粗糙的倾斜平面上，使其轴线水平，且摩擦力向上。已知摩擦系数为  $\mu$ ，平面与水平面的倾角为  $\phi$ 。

(a) 证明若  $\mu > \tan \phi$ ，圆盘将向上运动。

(b) 求在发生纯滚动之前经过的时间。

解答：(a)



**运动方程：**利用牛顿第二定律进行沿平面的平动运动分析和绕质心的转动运动分析：

$$m\ddot{x} = mg \sin \phi - f \quad (1)$$

$$R - mg \cos \phi = 0 \implies R = mg \cos \phi \quad (2)$$

$$I\ddot{\theta} = \tau \quad (3)$$

由于圆盘在滑动，适用动摩擦力：

$$f = \mu R = \mu mg \cos \phi \quad (4)$$

将 (4) 代入 (1)：

$$m\ddot{x} = mg \sin \phi - \mu mg \cos \phi \implies \ddot{x} = g(\sin \phi - \mu \cos \phi) < 0$$

由于  $\ddot{x} < 0$ ，意味着加速度方向沿平面向上：

$$g(\sin \phi - \mu \cos \phi) < 0$$

$$\sin \phi < \mu \cos \phi$$

$$\tan \phi < \mu$$



因此, 若  $\boxed{\mu > \tan \phi}$ , 圆盘将向上运动。

(b) 对于纯滚动, 条件为:

$$v_{\text{接触}} = v + a\omega = 0$$

其中  $v = \dot{x}$  是线速度,  $\omega = \dot{\theta}$  是角速度。注意:

$$v(t) = v_0 + \ddot{x}t = 0 + g(\sin \phi - \mu \cos \phi)t.$$

同时, 力矩为:

$$\tau = -f \cdot a = -(\mu mg \cos \phi)a$$

圆盘的转动惯量  $I = \frac{1}{2}ma^2$ , 则:

$$\frac{1}{2}ma^2\ddot{\theta} = -\mu mg a \cos \phi \implies \ddot{\theta} = -\frac{2\mu g \cos \phi}{a}$$

角速度方程为:

$$\omega(t) = \omega_0 + \ddot{\theta}t = \omega_0 - \frac{2\mu g \cos \phi}{a}t$$

将 (5.7) 和 (5.7) 代入滚动条件 (5.7):

$$\begin{aligned} v(t) + a\omega(t) &= 0 \\ [g(\sin \phi - \mu \cos \phi)t] + a \left[ \omega_0 - \frac{2\mu g \cos \phi}{a}t \right] &= 0 \\ gt(\sin \phi - 3\mu \cos \phi) &= -a\omega_0 \\ t &= \boxed{\frac{-a\omega_0}{g(\sin \phi - 3\mu \cos \phi)}} \end{aligned}$$



# 6 轨道力学

## 6.1 牛顿万有引力定律

### 6.1.1 简介

#### 定理. 6.1: 牛顿万有引力定律

万有引力定律指出，宇宙中每一个质点都以一种力吸引其他每一个质点，该力的大小与它们的质量乘积成正比，与它们中心之间距离的平方成反比。数学表达式为：

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

其中：

- $F$  是两个质量之间的引力大小，
- $G$  是万有引力常数，
- $m_1$  和  $m_2$  是两个物体的质量，
- $r$  是两个物体中心之间的距离。

#### 定理. 6.2: 万有引力定律（矢量形式）

两个质点  $m_1$  和  $m_2$  之间的引力可以写成矢量形式：

$$\mathbf{F} = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \hat{r}$$

其中：

- $\mathbf{F}$  是  $m_2$  作用在  $m_1$  上的引力矢量，
- $\hat{r}$  是从  $m_1$  指向  $m_2$  的单位矢量。

负号表示力是吸引的，即力的方向指向另一个质量。



### 定理. 6.3: 引力高斯定律

$$\nabla \cdot \mathbf{g} = -4\pi G\rho$$

其中:

- $\nabla \cdot \mathbf{g}$  是引力场  $\mathbf{g}$  的散度,
- $\rho$  是物体的质量密度。

该定律可以在封闭曲面上积分, 得到引力高斯定律的积分形式:

$$\oint_S \mathbf{g} \cdot d\mathbf{A} = -4\pi GM_{\text{enc}}$$

其中  $M_{\text{enc}}$  是该曲面所包围的总质量。

### 6.1.2 质心 (Barycentre)

**质心** (或重心) 是系统中所有质量的加权平均位置。如果所有质量都集中在该点, 系统将保持平衡。对于位置分别为  $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n$ 、质量分别为  $m_1, \dots, m_n$  的质点系, 质心位置  $\mathbf{R}$  由下式给出:

$$\mathbf{R} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^n m_i \mathbf{r}_i$$

其中  $M = \sum m_i$  是系统的总质量。

对于连续质量分布, 质心位置通过对质量分布积分来计算:

$$\vec{R} = \frac{1}{M} \int_V \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) dV$$

其中  $\rho(\mathbf{r})$  是质量密度。

### 6.1.3 二体问题

考虑两个质点, 质量分别为  $m_1$  和  $m_2$ , 位置矢量分别为  $\mathbf{r}_1$  和  $\mathbf{r}_2$ 。它们通过有心力相互作用:

$$m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 = \mathbf{F}_{21}, \quad m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 = \mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}$$



质心 (Barycenter) 位于:

$$\mathbf{R} = \frac{m_1 \mathbf{r}_1 + m_2 \mathbf{r}_2}{m_1 + m_2}$$

由于根据牛顿第三定律, 内力相互抵消, 质心的加速度为:

$$\ddot{\mathbf{R}} = 0$$

因此, 质心做匀速直线运动。定义相对位置矢量:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$$

对时间求两次导数可得:

$$\ddot{\mathbf{r}} = \ddot{\mathbf{r}}_1 - \ddot{\mathbf{r}}_2 = \frac{\mathbf{F}_{21}}{m_1} - \frac{\mathbf{F}_{12}}{m_2} = \frac{\mathbf{F}(\mathbf{r})}{m_1} + \frac{\mathbf{F}(\mathbf{r})}{m_2} = \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \mathbf{F}(\mathbf{r})$$

定义 **折合质量** (又称约化质量):

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

则有:

$$\mu \ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}(\mathbf{r})$$

这变成了一个等效的单体问题, 即一个质量为  $\mu$  的粒子在力  $\mathbf{F}(\mathbf{r})$  下运动。对于质量为  $\mu$  的有效单体问题, 相对于质心的角动量为:

$$\mathbf{L} = \mu \mathbf{r} \times \mathbf{v}$$

对于 **有心力**:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = f(r) \hat{\mathbf{r}}$$

力矩由下式给出:

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{r} \times \mathbf{F}(\mathbf{r}) = \mathbf{r} \times f(r) \hat{\mathbf{r}} = \mathbf{0}$$

因此,

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \boldsymbol{\tau} = \mathbf{0} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{L} = \text{常数}$$

系统的总能量为:

$$E = \frac{1}{2} \mu r^2 + \frac{1}{2} \mu r^2 \dot{\theta}^2 + U(r)$$



其中  $U(r)$  是有心力的势能。注意：

$$L = |\mathbf{L}| = \mu r^2 \dot{\theta}$$

利用

$$\dot{\theta} = \frac{L}{\mu r^2}$$

我们得到：

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \mu r^2 \dot{\theta}^2 &= \frac{L^2}{2\mu r^2} \\ E &= \frac{1}{2} \mu r^2 + \underbrace{\left[ U(r) + \frac{L^2}{2\mu r^2} \right]}_{V_{\text{eff}}(r)} \end{aligned}$$

#### 6.1.4 $n$ 体问题

考虑一个由  $N$  个天体组成的系统，每个天体的质量为  $m_i$ ，位置矢量为  $\mathbf{r}_i(t)$ ，其中  $i = 1, 2, \dots, N$ 。每个天体的运动都遵循牛顿万有引力定律：

$$\mathbf{F}_{ij} = G \frac{m_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} \mathbf{r}_{ij}$$

其中  $\mathbf{F}_{ij}$  是天体  $j$  对天体  $i$  施加的引力， $\mathbf{r}_i$  和  $\mathbf{r}_j$  是它们的位置。

## 6.2 开普勒定律

### 6.2.1 开普勒三大定律

#### 定理. 6.4: 开普勒第一定律

每个行星的轨道都是一个椭圆，太阳位于其中的一个焦点上。以焦点为原点的椭圆极坐标方程  $(r, \theta)$  为：

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}$$

其中  $a$  是半长轴， $e$  是离心率 ( $0 \leq e < 1$ )。轨道的离心率描述了它的扁平程度。对于完美的圆，离心率为 0；对于椭圆轨道，离心率在 0 到 1 之间。离心率越接近 1，轨道越扁。

1. 内太阳系：四颗类地行星位于此处，它们的轨道离太阳较近，离心率相对较小。
2. 外太阳系：类木行星（气态巨行星）和彗星等冰冷天体的轨道更扁，离太阳更远。



**证明：**设质量为  $m$  的行星绕质量为  $M$  的恒星运行（假设恒星固定在原点）。引力为：

$$\mathbf{F} = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r} = m\mathbf{a}$$

其中  $\mu = GM$  是引力参数（标准引力参数）， $\mathbf{r} = r\hat{r}$ 。加速度为  $\mathbf{a} = -\frac{\mu}{r^2}\hat{r}$ 。

- **角动量  $\mathbf{L}$  (对应开普勒第二定律)：**由于  $\mathbf{r}$  与  $\mathbf{F}$  平行，力矩  $\tau = \mathbf{r} \times \mathbf{F} = 0$ 。因此，角动量是守恒的：

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = m(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) = \text{常数}$$

轨道被限制在垂直于  $\mathbf{L}$  的平面内。

- **拉普拉斯-龙格-楞次 (LRL) 矢量  $\mathbf{A}$ ：** LRL 矢量仅在平方反比力下是运动常量。定义为：

$$\mathbf{A} = \mathbf{p} \times \mathbf{L} - m\mu\hat{r}$$

为了证明它是守恒的，我们证明  $\frac{d\mathbf{A}}{dt} = 0$ 。利用乘积法则：

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \times \mathbf{L} + \mathbf{p} \times \frac{d\mathbf{L}}{dt} - m\mu \frac{d\hat{r}}{dt}$$

由于  $\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}$  且  $\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \boldsymbol{\tau} = 0$ ：

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \mathbf{F} \times \mathbf{L} - m\mu \frac{d\hat{r}}{dt}$$

根据  $\mathbf{F} = -\frac{m\mu}{r^2}\hat{r}$  和  $\mathbf{L} = m(\mathbf{r} \times \mathbf{v})$ ：

$$\mathbf{F} \times \mathbf{L} = -\frac{m\mu}{r^2}\hat{r} \times m(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) = -\frac{m^2\mu}{r^2} [(\hat{r} \cdot \mathbf{v})\mathbf{r} - (\hat{r} \cdot \mathbf{r})\mathbf{v}]$$

利用矢量三重积公式  $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})\mathbf{c}$ ，且  $\hat{r} \cdot \mathbf{r} = r$ ,  $\hat{r} \cdot \mathbf{v} = \dot{r}$ ：

$$\mathbf{F} \times \mathbf{L} = -\frac{m^2\mu}{r^2} [(\dot{r})\mathbf{r} - (r)\mathbf{v}] = m\mu \left[ \frac{r\mathbf{v}}{r^2} - \frac{\dot{r}\mathbf{r}}{r^2} \right]$$

注意到：

$$\frac{d\hat{r}}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{\mathbf{r}}{r} \right) = \frac{\dot{\mathbf{r}}r - \mathbf{r}\dot{r}}{r^2} = \frac{\mathbf{v}r - \mathbf{r}\dot{r}}{r^2}$$



因此,  $\mathbf{F} \times \mathbf{L} = m\mu \frac{d\hat{r}}{dt}$ 。从而得到:

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = m\mu \frac{d\hat{r}}{dt} - m\mu \frac{d\hat{r}}{dt} = 0$$

LRL 矢量  $\mathbf{A}$  位于轨道平面内。我们通过将  $\mathbf{A}$  与位置矢量  $\mathbf{r}$  作点积来求轨道方程:

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{A} = \mathbf{r} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{L} - m\mu \hat{r}) = \mathbf{r} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{L}) - m\mu(\mathbf{r} \cdot \hat{r})$$

利用标量三重积恒等式  $\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{c} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b})$ :

$$\mathbf{r} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{L}) = \mathbf{L} \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{p})$$

由于  $\mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{L}$ , 该等式简化为:

$$\mathbf{r} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{L}) = \mathbf{L} \cdot \mathbf{L} = L^2$$

因此,

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{A} = L^2 - m\mu r$$

LRL 矢量  $\mathbf{A}$  是常数。设  $A = |\mathbf{A}|$ 。定义  $\mathbf{r}$  与  $\mathbf{A}$  之间的夹角为  $\theta$ 。则  $\mathbf{r} \cdot \mathbf{A} = rA \cos \theta$ :

$$rA \cos \theta = L^2 - m\mu r$$

$$r = \frac{L^2}{m\mu} \frac{1}{1 + \frac{A}{m\mu} \cos \theta}$$

取  $m = 1$  进行归一化可得:

$$r = \frac{\ell}{1 + e \cos \theta}$$

这是极坐标下的圆锥曲线方程, 其中:

- 半正焦弦为  $\ell = \frac{L^2}{m\mu}$ 。
- 离心率为  $e = \frac{A}{m\mu}$ 。

由于  $A, m, \mu$  均为正数, 离心率  $e$  是一个非负常数。

- 如果总能量  $E < 0$ , 则  $0 \leq e < 1$ , 定义为一个椭圆。
- 如果  $E = 0$ , 则  $e = 1$ , 定义为一个抛物线。



- 如果  $E > 0$ , 则  $e > 1$ , 定义为一个双曲线。

行星轨道是束缚轨道, 意味着总机械能  $E$  为负 ( $E < 0$ )。这保证了  $0 \leq e < 1$ , 证明了轨道是一个以太阳 (中心质量) 为一个焦点的椭圆。



**定理. 6.5: 开普勒第二定律**

连接行星和太阳的线段在相等的时间间隔内扫过相等的面积。

**证明:**

- 引力  $\mathbf{F}$  始终指向行星与太阳的连线 (它是一个 **有心力**)。

$$\mathbf{F} = -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r}$$

- 行星相对于太阳 (原点) 受到的 **力矩** ( $\tau$ ) 为:

$$\tau = \mathbf{r} \times \mathbf{F} = \mathbf{r} \times \left( -G \frac{Mm}{r^2} \hat{r} \right)$$

由于  $\mathbf{r}$  与  $\hat{r}$  方向相同,  $\mathbf{r} \times \hat{r} = 0$ 。因此力矩为零:  $\tau = 0$ 。

- 根据转动定律, 力矩等于角动量 ( $\mathbf{L}$ ) 的变化率:

$$\tau = \frac{d\mathbf{L}}{dt}$$

由于  $\tau = 0$ , 角动量  $\mathbf{L}$  是守恒的:

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p} = \mathbf{r} \times (m\mathbf{v}) = \text{常数}$$

其中  $\mathbf{p}$  是线动量。

- 角动量可以用单位时间内扫过的面积来表示。考虑极小时间  $dt$ 。矢径  $\mathbf{r}$  扫过的面积  $dA$  近似为三角形的面积:

$$dA = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times d\mathbf{r}|$$

由于  $d\mathbf{r} = \mathbf{v}dt$ , 我们有:

$$dA = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times \mathbf{v}dt| = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times \mathbf{v}| dt$$

- 扫过面积的速率为  $\frac{dA}{dt}$ :

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} |\mathbf{r} \times \mathbf{v}| = \frac{1}{2m} |\mathbf{r} \times m\mathbf{v}| = \frac{|\mathbf{L}|}{2m} = \text{常数}$$



### 定理. 6.6: 开普勒第三定律

开普勒第三定律指出，行星绕太阳公转周期的平方  $T^2$  与其轨道半长轴的立方  $a^3$  成正比。数学表达式为：

$$T^2 \propto a^3$$

在椭圆轨道的情况下 ( $a$  为半长轴)，该定律仍然成立，可以表示为：

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{GM} a^3$$

其中：

- $T$  是行星的公转周期。
- $a$  是椭圆的半长轴。
- $G$  是引力常数。
- $M$  是中心天体（如太阳）的质量。

**证明：**根据开普勒第二定律，

$$\frac{\pi ab}{T} = \frac{L}{2m}$$

(因为椭圆面积为  $\pi ab$ )。根据开普勒第一定律， $r = a(1 - e)$  且

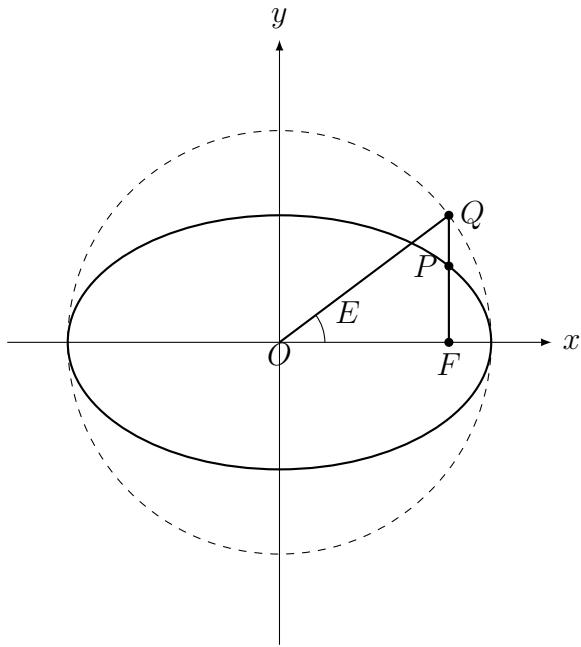
$$r(\theta) = \frac{L^2}{GMm^2(1 + e \cos \theta)}.$$

则  $\frac{L^2}{m^2} = a(1 - e^2)GM$ 。代入涉及面积的公式，得到  $T^2 = \frac{4\pi^2}{GM} a^3$ 。

在太阳系的某些区域，天体由于引力相互作用而具有同步的轨道周期。这种现象被称为轨道共振，在小行星带和巨行星的一些卫星中尤为重要。



### 6.2.2 开普勒方程



**偏近点角** (Eccentric anomaly)  $E$  利用辅助圆定义:

- 以原点为中心画一个半径为  $a$  的圆 (辅助圆)。
- 对于椭圆上的点  $P$ , 画一条垂直线交辅助圆于点  $Q$ 。
- 偏近点角  $E$  即为角度  $\angle X O Q$ 。

其中  $O$  是椭圆中心,  $X$  是正  $x$  轴方向。虽然  $E$  不是从焦点测量的物理角度, 但它提供了椭圆的一个方便的参数化。利用偏近点角  $E$ , 轨道天体的位置为:

$$\boxed{\begin{aligned}x &= a(\cos E - e) \\y &= a\sqrt{1 - e^2} \sin E\end{aligned}}$$

**真近点角** (True anomaly)  $\nu$  是轨道天体从近拱点测量的物理极角。 $\nu$  与  $E$  之间的关系为:

$$\tan \frac{\nu}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{E}{2}$$

从近拱点到椭圆上点  $P$  扫过的面积为:

$$A = \frac{a^2}{2}(E - e \sin E)$$



椭圆的总面积为  $\pi a^2 \sqrt{1 - e^2}$ , 根据开普勒第二定律, 扫过的面积比例等于流逝的时间比例:

$$\frac{A}{\pi a^2} = \frac{t - \tau}{T}$$

其中  $T$  是轨道周期。使用 平近点角 (Mean anomaly):

$$M \equiv n(t - \tau)$$

(其中 平均运动  $n = 2\pi/T$ ,  $\tau$  是经过近拱点的时刻), 我们得到:

$$M = E - e \sin E$$

这就是著名的 开普勒方程。

### 6.2.3 泊松括号

#### 定义. 6.1: 泊松括号

两个函数  $f(q, p)$  和  $g(q, p)$  的泊松括号定义为:

$$\{f, g\} = \sum_i \left( \frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\partial g}{\partial p_i} - \frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial g}{\partial q_i} \right)$$

其中  $q_i$  和  $p_i$  代表第  $i$  个自由度的广义坐标和共轭动量。

#### 定义. 6.2: 列维-奇维塔符号 (Levi-Civita Symbol)

列维-奇维塔符号定义为:

$$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} +1 & \text{如果 } (i, j, k) \text{ 是 } (1, 2, 3) \text{ 的偶置换,} \\ -1 & \text{如果 } (i, j, k) \text{ 是 } (1, 2, 3) \text{ 的奇置换,} \\ 0 & \text{如果任何两个下标相等.} \end{cases}$$

对于角动量  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ , 其分量为:

$$L_i = \epsilon_{ijk} r_j p_k$$



(对重复指标求和)。利用位置  $r_k$  和动量  $p_l$  是共轭变量, 有:

$$\{p_i, r_k\} = -\delta_{ik}, \quad \{p_i, p_l\} = 0$$

可以推导出:

$$\{p_i, L_j\} = \epsilon_{ijk} p_k$$

定义  $\mathbf{W} = \left\{ \frac{\mathbf{p}}{m}, \mathbf{L} \right\} - \frac{GMm}{r} \mathbf{r}$ , 这是广义的 LRL 矢量。可以证明:

$$\{W_i, W_j\} = \epsilon_{ijk} \left( \frac{-2E}{m} L_k \right)$$

并证明其构成了李代数。

### 定义. 6.3: 李代数 (Lie Algebra)

李代数是域 (通常为  $\mathbb{R}$  或  $\mathbb{C}$ ) 上的矢量空间  $\mathfrak{g}$ , 配备有称为 李括号 的二元运算  $[., .]$ , 满足:

- 双线性:  $[aX + bY, Z] = a[X, Z] + b[Y, Z]$
- 反对称性:  $[X, Y] = -[Y, X]$
- 雅可比恒等式:  $[X, [Y, Z]] + [Y, [Z, X]] + [Z, [X, Y]] = 0$

## 6.3 壳层定理 (Shell Theorem)

### 定理. 6.7: 壳层定理

- 一个球对称的质量壳层对位于其 内部 的质点产生的 合引力为零。
- 一个球对称的质量壳层对 外部 质点产生的引力, 等效于将其所有质量集中在球心。

对于位于均匀实心球 (如行星) 内部距离  $r < R$  处的质点, 壳层定理意味着:

- 只有半径  $r$  之内的质量才对引力有贡献。
- 大于半径  $r$  的质量层通过第一壳层定理 (将其视为无限多个薄壳层) 可知其合力为零。

假设密度均匀, 半径  $r$  之内的质量为:

$$M(r) = M \cdot \frac{r^3}{R^3}$$



则距离球心  $r$  处的测试质量  $m$  受到的引力为：

$$F = \frac{GM(r)m}{r^2} = \frac{GMm}{R^3} \cdot r$$

这也是第二壳层定理的应用。

**示例：（简易重力火车）** 位于球面半径  $r$  之外的质量产生的 合力为零。内部质量为：

$$M(r) = M \cdot \frac{r^3}{R^3}$$

引力大小为：

$$F = -G \frac{M(r)m}{r^2} = -\frac{GMm}{R^3}r = m\ddot{r}$$

这符合简谐运动 (SHM) 的形式  $a = -\omega^2x$ 。因此，角频率  $\omega = \sqrt{\frac{GM}{R^3}}$ ，单程时间  $t = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{GM}{R^3}}} = \pi\sqrt{\frac{R}{g}}$ 。

**备注：**重力火车是一个经典的力学思想实验。最早由罗伯特·胡克在 17 世纪提出，后来由牛顿进行分析。它探讨了如果在地球上钻一条贯穿隧道并将物体丢入其中会发生什么。

**示例：（推广的重力火车）** 考虑连接地球表面任意两点  $A$  和  $B$  的 直线隧道（不一定经过地心）。隧道形成了地球圆形截面的一条 弦。设  $s$  为沿隧道的坐标，中点  $M$  处  $s = 0$ 。隧道距离地心的垂直距离为  $y$ 。对于隧道内坐标为  $s$  的点，其距离地心的径向距离为：

$$r(s) = \sqrt{s^2 + y^2}$$

沿隧道方向的引力分量（ $\hat{s}$  方向）为：

$$F_s = \mathbf{F} \cdot \hat{s} = \left( -\frac{GM}{R^3}r \hat{\mathbf{r}} \right) \cdot \hat{s}$$

由于  $\hat{\mathbf{r}} = \frac{s\hat{\mathbf{s}} + y\hat{\mathbf{y}}}{r}$ ，我们有：

$$F_s = -\frac{GM}{R^3}r \left( \frac{s}{r} \right) = -\frac{GM}{R^3}s = m\ddot{s}$$

这同样符合简谐运动形式，且周期与穿越地心的隧道相同！



## 6.4 引力势能

### 定理. 6.8: 引力势能

物体在引力场中的引力势能 ( $U$ ) 定义为将物体从无穷远移动到距离场源  $r$  处所做的功。对于两个质点，引力势能为：

$$U = -G \frac{m_1 m_2}{r}$$

其中负号表示引力是吸引力，无穷远处势能为零。

### 6.4.1 活力公式 (Vis-viva Equation)

### 定理. 6.9: 活力公式

活力公式，也称为轨道能量守恒方程，将轨道天体的速度与其位置及轨道几何形状联系起来：

$$v^2 = \mu \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$$

其中  $v$  是轨道速率， $a$  是半长轴， $\mu = GM$ 。

### 6.4.2 第一、第二及第三宇宙速度

#### 定义. 6.4: 第一宇宙速度

第一宇宙速度（环绕速度）是物体在地球表面附近做圆周运动所需的最小发射速度。

$$\frac{GMm}{R^2} = m \frac{v_1^2}{R} \implies v_1 = \sqrt{\frac{GM}{R}} \approx 7.9 \text{ km/s}$$

#### 定义. 6.5: 第二宇宙速度

第二宇宙速度（逃逸速度）是物体摆脱地球引力束缚，逃逸到无穷远所需的最小速度。

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{GMm}{R} = 0 \implies v_2 = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \approx 11.2 \text{ km/s}$$

注意到  $v_2 = \sqrt{2}v_1$ 。



### 定义. 6.6: 第三宇宙速度

第三宇宙速度是指从地球发射航天器以脱离太阳系所需的最小发射速度。

这要求航天器首先克服地球引力，并具有足够的剩余速度以克服太阳的引力。

- **双曲超速 ( $v_\infty$ )：** 利用地球的公转速度 ( $v_E \approx 29.8 \text{ km/s}$ ), 航天器相对于地球所需的额外速度为:

$$v_\infty = v_{esc,\odot} - v_E$$

- **发射速度计算：**根据地球表面的能量守恒定律:

$$\frac{1}{2}mv_3^2 - \frac{GMm}{R} = \frac{1}{2}mv_\infty^2$$

$$v_3 = \sqrt{v_\infty^2 + \frac{2GM}{R}}$$

由于  $\frac{2GM}{R} = v_2^2$  (第二宇宙速度):

$$v_3 = \sqrt{v_\infty^2 + v_2^2}$$

### 6.4.3 霍曼转移轨道

霍曼转移轨道是同一中心天体下，在两个共面圆轨道之间转移航天器时，最节省燃料的双脉冲机动方案。

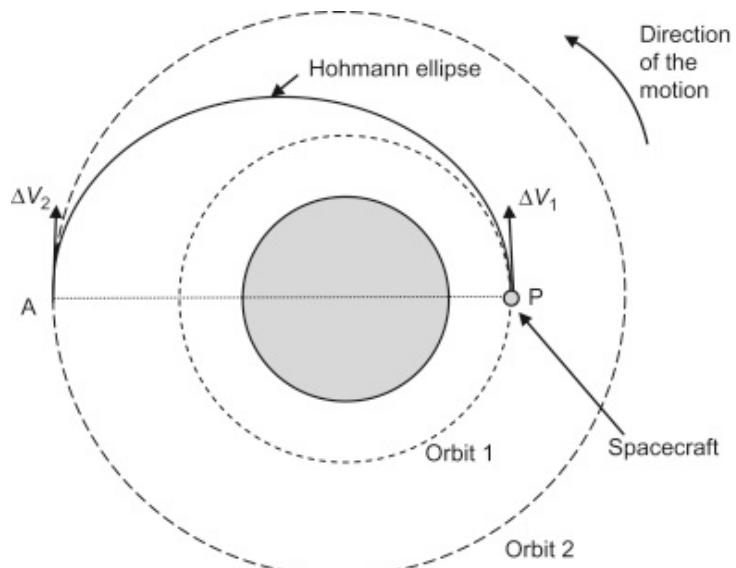


Figure 5: 来源: <https://www.sciencedirect.com/topics/engineering/hohmann-transfer>



对于在一个质量为  $M$  的中心天体周围半径为  $r$  的圆轨道上运行的航天器，其轨道速度为：

$$v_c = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

对于任何开普勒轨道，距离  $r$  处的速度由活力公式 (vis-viva equation) 给出：

$$v^2 = GM \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$$

其中  $a$  是轨道的半长轴。

考虑两个半径分别为  $r_1$  (初始轨道) 和  $r_2$  (目标轨道) 的圆轨道，其中  $r_2 > r_1$ 。霍曼转移轨道是一个具有以下特征的椭圆轨道：

1. 近拱点位于  $r_1$ ,
2. 远拱点位于  $r_2$ 。

该转移椭圆的半长轴为：

$$a = \frac{r_1 + r_2}{2}$$

航天器最初以圆周速度运动：

$$v_1 = \sqrt{\frac{GM}{r_1}}$$

在转移椭圆的近拱点，所需速度由活力公式得出：

$$v_p = \sqrt{GM \left( \frac{2}{r_1} - \frac{1}{a} \right)}$$

因此，第一次速度增量为：

$$\Delta v_1 = v_p - v_1$$

这次点火将航天器送入椭圆转移轨道。

在转移椭圆的远拱点 ( $r = r_2$ )，航天器的速度为：

$$v_a = \sqrt{GM \left( \frac{2}{r_2} - \frac{1}{a} \right)}$$

目标圆轨道的速度为：

$$v_2 = \sqrt{\frac{GM}{r_2}}$$



第二次速度增量为：

$$\Delta v_2 = v_2 - v_a$$

点火后，航天器进入最终的圆轨道。

该机动的总燃料消耗由总速度增量衡量：

$$\Delta v_{\text{total}} = \Delta v_1 + \Delta v_2$$

在所有共面圆轨道之间的双脉冲转移方案中，霍曼转移使  $\Delta v_{\text{total}}$  最小。

转移过程中，航天器运行了半个椭圆轨道。椭圆轨道的周期为：

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{GM}}$$

因此，霍曼转移时间为：

$$t_{\text{transfer}} = \pi \sqrt{\frac{a^3}{GM}}$$

这种相对较长的转移时间是其燃料效率的主要权衡代价。

#### 6.4.4 黑洞

事件视界是时空中的一种边界，其内部发生的事件无法影响外部的观测者。它通常与黑洞相关联，标志着逃逸速度超过光速的临界点。这意味着即使是光也无法从事件视界内部逃脱，这正是它呈现黑色的原因。对于不旋转、球对称的黑洞，事件视界由史瓦西半径  $r_s$  给出，即逃逸速度等于光速时的半径。史瓦西半径定义为：

$$r_s = \frac{2GM}{c^2}$$

其中：

- $G$  是万有引力常数，
- $M$  是黑洞的质量，
- $c$  是光速。

一旦跨越事件视界，所有粒子和光的路径都会弯曲并指向黑洞内部，任何信号都无法逃逸到外部宇宙。



### 6.4.5 维里定理

对于处于动力学平衡状态的引力束缚系统（如孤立星系），维里定理指出，时间平均总动能  $\langle T \rangle$  与时间平均总引力势能  $\langle U \rangle$  满足以下关系：

$$2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0$$

对于一个处于维里平衡状态、总质量为  $M$  的粒子系统，维里定理给出：

$$2\langle T \rangle + \langle U \rangle = 0$$

总动能可以用速度弥散（velocity dispersion）表示为：

$$\langle T \rangle \sim \frac{1}{2}M\langle v^2 \rangle \sim \frac{3}{2}M\sigma^2$$

其中  $\sigma$  是单向速度弥散。

对于特征尺度为  $R$  的自引力系统，其引力势能的数量级为：

$$\langle U \rangle \sim -\frac{GM^2}{R}$$

此处略去了一个取决于质量分布的单位级无量纲因子。

代入维里定理得：

$$3M\sigma^2 \sim \frac{GM^2}{R}$$

解得  $M$ ：

$$M \sim \frac{R\sigma^2}{G}$$

这就是星系的维里质量估计公式。

### 6.4.6 塔利-费舍尔关系

1977 年，R·布伦特·塔利和 J·理查德·费舍尔发现，螺旋星系的光度  $L$  与其最大旋转速度  $v_{\max}$  之间存在一种经验关系：

$$L \propto v_{\max}^\alpha$$

观测表明，红外波段下的  $\alpha \approx 3.5 - 4$ ，蓝波段下的  $\alpha \approx 2.5 - 3$ 。



## 6.5 拉格朗日点

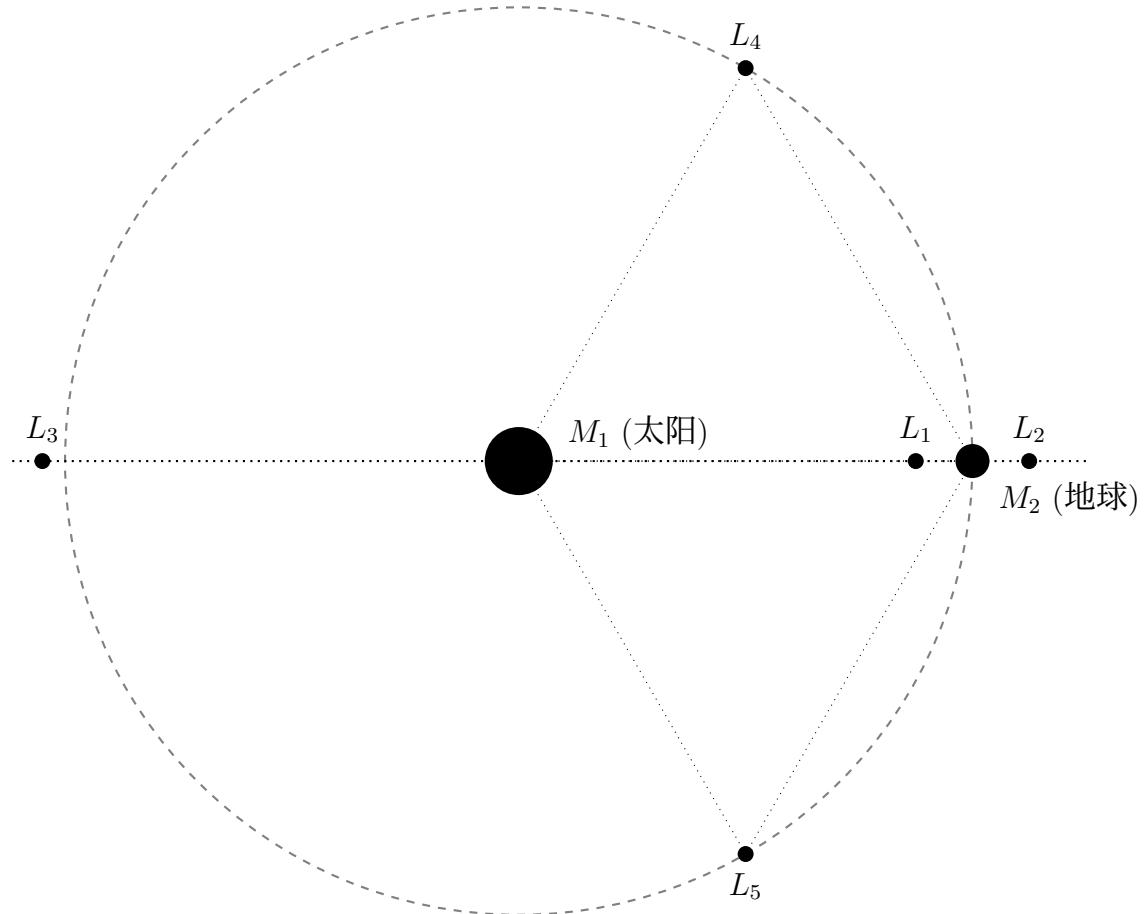


Figure 6: 日地系统旋转坐标系下的五个拉格朗日点 ( $L_1$  至  $L_5$ )

两个主天体  $M_1$  和  $M_2$  绕其共同质心做圆周运动。设  $M_1 > M_2$ , 定义折合质量:

$$\mu = \frac{M_2}{M_1 + M_2}$$

归一化设定  $M_1 + M_2 = 1$ , 且万有引力常数  $G = 1$ 。在以质心为原点的旋转坐标系中,  $M_1$  位于  $(-\mu, 0)$ ,  $M_2$  位于  $(1 - \mu, 0)$ 。旋转坐标系的角速度  $\omega$  满足 (根据开普勒第三定律):

$$\omega^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} = 1$$

由于  $a = 1, G = 1, M_1 + M_2 = 1$ , 故  $\omega = 1$ 。在旋转坐标系中, 测试粒子在  $\mathbf{r} = (x, y)$  处的运动方程为:

$$\ddot{x} - 2\omega\dot{y} = \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \ddot{y} + 2\omega\dot{x} = \frac{\partial U}{\partial y}$$



其中

$$U(x, y) = \underbrace{\frac{1}{2}\omega^2(x^2 + y^2)}_{\text{离心势}} + \frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2}$$

变量定义为：

$$r_1 = \sqrt{(x + \mu)^2 + y^2}, \quad r_2 = \sqrt{(x - 1 + \mu)^2 + y^2}$$

拉格朗日点是  $U$  在旋转坐标系中的驻点（即  $\dot{x} = \dot{y} = 0$  的平衡点）：

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial y} = 0$$

展开得：

$$\frac{\partial U}{\partial x} = x - \frac{(1-\mu)(x+\mu)}{r_1^3} - \frac{\mu(x-1+\mu)}{r_2^3} = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = y \left[ 1 - \frac{1-\mu}{r_1^3} - \frac{\mu}{r_2^3} \right] = 0$$

当  $y = 0$  时，有  $r_1 = |x + \mu|, r_2 = |x - 1 + \mu|$ 。 $x$  方向的方程变为：

$$x - \frac{1-\mu}{(x+\mu)^2} \operatorname{sgn}(x+\mu) - \frac{\mu}{(x-1+\mu)^2} \operatorname{sgn}(x-1+\mu) = 0$$

- $x > 1 - \mu$  (在  $M_2$  之外)：

$$x - \frac{1-\mu}{(x+\mu)^2} - \frac{\mu}{(x-1+\mu)^2} = 0$$

- $\mu < x < 1 - \mu$  (在  $M_1$  和  $M_2$  之间)：

$$x - \frac{1-\mu}{(x+\mu)^2} + \frac{\mu}{(1-\mu-x)^2} = 0$$

- $x < -\mu$  (在  $M_1$  相对于  $M_2$  的另一侧)：

$$x + \frac{1-\mu}{(x+\mu)^2} + \frac{\mu}{(x-1+\mu)^2} = 0$$

它们的级数解为：

$$L_1 : \quad x \approx 1 - \mu - \left(\frac{\mu}{3}\right)^{1/3} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{2/3} + \dots$$

$$L_2 : \quad x \approx 1 - \mu + \left(\frac{\mu}{3}\right)^{1/3} + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu}{3}\right)^{2/3} + \dots$$



$$L_3 : \quad x \approx -1 - \frac{5}{12}\mu + \dots$$

由  $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$  可知:

$$y \left[ 1 - \frac{1-\mu}{r_1^3} - \frac{\mu}{r_2^3} \right] = 0$$

若  $y \neq 0$ , 则有:

$$\frac{1-\mu}{r_1^3} + \frac{\mu}{r_2^3} = 1 \quad (*)$$

由  $\frac{\partial U}{\partial x} = 0$ :

$$x - \frac{(1-\mu)(x+\mu)}{r_1^3} - \frac{\mu(x-1+\mu)}{r_2^3} = 0$$

将 (\*) 式乘以  $x$  并从上式中减去, 可得:

$$-(1-\mu)\mu \frac{r_1^3 + \mu(1-\mu)}{r_2^3} = 0 \implies \frac{1-\mu}{r_1^3} = \frac{1-\mu}{r_2^3}$$

因此, 对于  $\mu \neq 1$ , 我们得到  $r_1 = r_2$ 。根据  $r_1 = r_2$ , (\*) 式给出:

$$\frac{1-\mu}{r_1^3} + \frac{\mu}{r_1^3} = \frac{1}{r_1^3} = 1 \implies r_1 = 1$$

即  $r_1 = r_2 = 1$ 。现在根据  $(x+\mu)^2 + y^2 = 1$  和  $(x-1+\mu)^2 + y^2 = 1$ , 解得:

$$x = \frac{1}{2} - \mu, y = \pm \frac{\sqrt{3}}{2}$$

因此:

$$L_4 : \quad \left( \frac{1}{2} - \mu, \frac{\sqrt{3}}{2} \right)$$

$$L_5 : \quad \left( \frac{1}{2} - \mu, -\frac{\sqrt{3}}{2} \right)$$



## 6.6 洛希极限

洛希极限是指行星与其卫星（或小行星）之间的最小距离。在此距离内，卫星受到的行星潮汐力将强于其自身的引力束缚，从而导致其破碎。洛希极限公式如下：

$$d_{\text{Roche}} = 2.44 R \left( \frac{\rho_{\text{planet}}}{\rho_{\text{moon}}} \right)^{1/3}$$

**简化模型的推导：**潮汐力是由于大质量天体的引力在物体不同位置上的差异引起的。

考虑一个半径为  $R$  的小物体，距离质量为  $M$  的庞大天体中心距离为  $d$ 。

$$a_{\text{near}} = \frac{GM}{(d - R)^2}, \quad a_{\text{far}} = \frac{GM}{(d + R)^2}$$

潮汐加速度是近端和远端加速度的差值：

$$a_{\text{tidal}} = a_{\text{near}} - a_{\text{far}} = \frac{GM}{(d - R)^2} - \frac{GM}{(d + R)^2}$$

假设  $R \ll d$ ，则有：

$$\frac{1}{(d \pm R)^2} \approx \frac{1}{d^2} \mp \frac{2R}{d^3}$$

因此：

$$a_{\text{tidal}} \approx GM \left( \left( \frac{1}{d^2} + \frac{2R}{d^3} \right) - \left( \frac{1}{d^2} - \frac{2R}{d^3} \right) \right) = GM \cdot \frac{4R}{d^3}$$

$$a_{\text{tidal (单侧)}} \approx \frac{2GMR}{d^3}$$

注意到：

$$a_{\text{tidal}} \approx \frac{2GM_p R_s}{d^3}, \quad a_{\text{self}} = \frac{Gm_s}{R_s^2}$$

代入  $m_s = \frac{4}{3}\pi R_s^3 \rho_s$  和  $M_p = \frac{4}{3}\pi R_p^3 \rho_p$ ：

$$\frac{2GM_p R_s}{d^3} = \frac{Gm_s}{R_s^2}$$

可以简化为：

$$d = R_p \cdot \left( 2 \cdot \frac{\rho_p}{\rho_s} \right)^{1/3}$$

关于非简化模型的推导，可参考：<https://dxwl.bnu.edu.cn/CN/abstract/abstract7639.shtml>



## 7 相对论

17 世纪创立的牛顿力学在处理日常速度 ( $v \ll c$ ) 时表现得极其出色。然而，随着 19 世纪末实验精度的提高（例如迈克尔逊-莫雷实验），理论与实验之间出现了不一致之处，这便需要一个新的理论框架。

### 7.1 狹義相对论的基本假设

- **相对性原理：**物理定律在所有惯性参考系中都是相同的。
- **光速不变原理：**真空中的光速  $c$  在所有惯性系中都相同，与光源或观察者的运动状态无关。

### 7.2 伽利略变换

在经典力学中，伽利略变换联系了两个以恒定相对速度运动的惯性参考系中观察到的事件坐标。假设我们有两个惯性系：

- $S$  系：坐标为  $(x, y, z, t)$  的静止参考系。
- $S'$  系：相对于  $S$  系沿  $x$  轴以恒定速度  $v$  运动，坐标为  $(x', y', z', t')$ 。

伽利略变换方程为：

$$x' = x - vt$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = t$$

### 7.3 洛伦兹变换

#### 定义. 7.1: 洛伦兹因子

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

其中  $v$  是物体的速度，定义  $\beta := \frac{v}{c}$ 。



在狭义相对论中，洛伦兹变换联系了两个相对匀速运动的惯性系中的事件坐标。与伽利略变换不同，它考虑了光速不变性。

### 定理. 7.1: 洛伦兹变换

对于两个惯性系  $S$  和  $S'$ ，若  $S'$  相对于  $S$  以速度  $v$  沿  $x$  轴运动，则洛伦兹变换为：

$$t' = \gamma \left( t - \frac{vx}{c^2} \right)$$

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

### 定理. 7.2: 逆洛伦兹变换

对于上述惯性系  $S$  和  $S'$ ，逆洛伦兹变换为：

$$t = \gamma \left( t' + \frac{vx'}{c^2} \right)$$

$$x = \gamma(x' + vt')$$

$$y = y'$$

$$z = z'$$

### 定理. 7.3: 洛伦兹速度变换

对于两个惯性系  $S$  和  $S'$ ，若  $S'$  相对于  $S$  以速度  $v$  沿  $x$  轴运动，则速度变换公式为：

$$v'_x = \frac{v_x - v}{1 - \frac{vv_x}{c^2}}$$

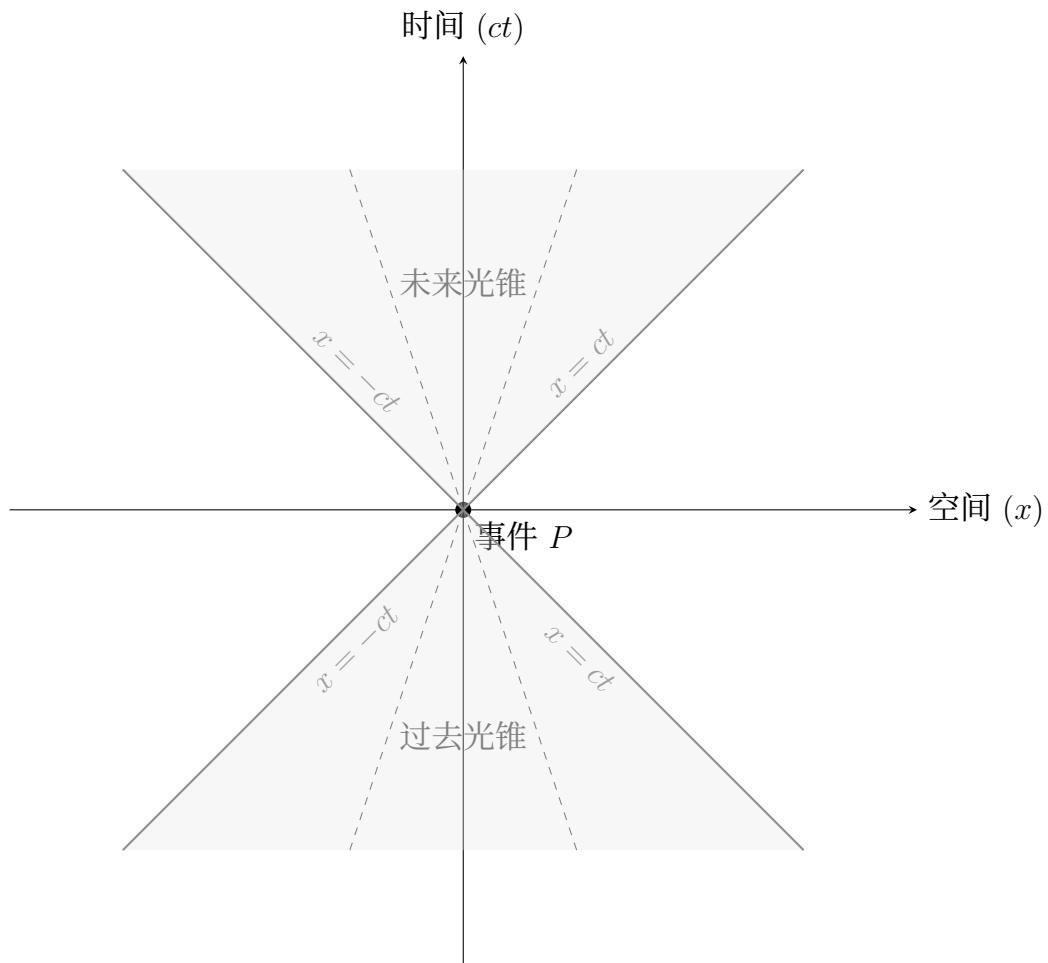
$$v'_y = \frac{v_y}{\gamma \left( 1 - \frac{vv_x}{c^2} \right)}$$

$$v'_z = \frac{v_z}{\gamma \left( 1 - \frac{vv_x}{c^2} \right)}$$



## 7.4 时空图

时空图是时空中事件的图形化表示。



## 7.5 相对论运动学与力学

### 7.5.1 时间膨胀

时间膨胀是狭义相对论最引人入胜的结论之一。它指出，在运动参考系中测量的时间（原时  $\tau$ ）相比于静止参考系测量的时间（坐标时间  $t$ ）显得流逝得更慢。原时 ( $\tau$ ) 与坐标时间 ( $t$ ) 的关系为：

$$\Delta t = \gamma \Delta \tau$$

**例题：**一艘宇宙飞船相对于地球以  $v = 0.8c$  的速度飞行。如果在飞船上过去了 5 年（原时），那么地球上过去了多少年？

解：

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (0.8)^2}} \approx 1.667$$



$$\Delta t = \gamma \Delta \tau = 1.667 \times 5 \approx 8.33 \text{ 年}$$

### 7.5.2 长度收缩

长度被定义为物体两端点同时测量得到的距离。设一根原长为  $L_0$  的棒在  $S'$  系中静止，而  $S'$  相对于  $S$  以速度  $v$  运动。在  $S$  系中同时测量端点 ( $\Delta t = 0$ )：

$$\Delta x = L \quad (\text{在 } S \text{ 系中测得的长度})$$

$$\Delta x' = L_0 \quad (\text{在 } S' \text{ 系中的原长})$$

$$\Delta x' = \gamma(\Delta x - v\Delta t) = \gamma L$$

$$L = \frac{L_0}{\gamma}$$

因此，运动物体在其运动方向上看起来会变短。

### 7.5.3 相对论动量

考虑一个静止质量为  $m_0$  的粒子：

$$\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$$

### 7.5.4 相对论能量

动能的正统相对论表达式为：

$$K = (\gamma - 1)m_0 c^2$$

**证明：**从动能定理和相对论动量出发：

$$\begin{aligned} K &= \int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = \int \frac{d}{dt}(\gamma m_0 \mathbf{v}) \cdot \mathbf{v} dt \\ &= \int \left( \gamma m_0 \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} + m_0 \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} \frac{d\gamma}{dv^2} \frac{dv^2}{dt} \right) dt \\ &= m_0 c^2 \int d\gamma = \gamma m_0 c^2 + C \end{aligned}$$

当  $\gamma = 1$  (即  $v = 0$ ) 时,  $K = 0$ 。因此,  $K = (\gamma - 1)m_0 c^2$ 。

粒子的总能量为：

$$E = \gamma m_0 c^2 = K + m_0 c^2$$

这包含两部分：



- 静止能量:  $E_0 = m_0 c^2$
- 动能:  $K = (\gamma - 1)m_0 c^2$

### 7.5.5 相对论动量与能量的关系

根据定义:

$$E = \gamma m_0 c^2$$

$$\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$$

计算  $E^2 - (pc)^2$ :

$$\begin{aligned} E^2 - (pc)^2 &= (\gamma m_0 c^2)^2 - (\gamma m_0 v c)^2 \\ &= \gamma^2 m_0^2 c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \\ &= m_0^2 c^4 \frac{1 - \frac{v^2}{c^2}}{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (\text{因为 } \gamma^2 = \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}) \\ &= m_0^2 c^4 \end{aligned}$$

由此我们得到基本关系式:

$$E^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2$$

## 7.6 时空与四维矢量

### 7.6.1 狭义相对论中的时空

在狭义相对论中, 空间和时间被统一为一个称为**时空**的四维连续体。事件由四个坐标描述:

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z)$$

其中

- $x^0 = ct$  是时间坐标 ( $c$  为光速)
- $x^1, x^2, x^3$  是空间坐标



**示例：**一个  $S'$  系相对于另一个  $S$  系沿  $y$  轴以速度  $v$  运动。以  $x^0 \equiv ct, x^1 \equiv x, x^2 \equiv y, x^3 \equiv z, x'^0 \equiv ct'$  表示的洛伦兹变换为：

$$x'^0 = \gamma(x^0 - \beta x^2)$$

$$x'^2 = \gamma(x^2 - \beta x^0)$$

$$x'^1 = x^1$$

$$x'^3 = x^3$$

其中  $\beta = \frac{v}{c}$  且  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ 。

## 7.6.2 四维矢量

**四维矢量**  $A^\mu$  是一个数学对象，它在洛伦兹变换下的变换方式与时空坐标相同：

$$A^\mu = (A^0, A^1, A^2, A^3)$$

洛伦兹变换  $\Lambda_\nu^\mu$  的变换规则为：

$$A'^\mu = \Lambda_\nu^\mu A^\nu$$

其中

$$\Lambda_\nu^\mu = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

**示例（续）：**一个二阶张量在  $S$  系中只有一个非零分量  $T^{00} \equiv \rho$ 。在  $S'$  系中的分量通过洛伦兹变换获得：

$$T'^{00} = \gamma^2 T^{00}, \quad T'^{01} = \gamma\beta T^{00}, \quad T'^{10} = \gamma\beta T^{00}, \quad T'^{11} = T^{00}$$

$$T'^{22} = T^{22}, \quad T'^{33} = T^{33}.$$

因此， $T^{\mu\nu}$  在  $S'$  系中的分量为：

$$T'^{00} = \gamma^2 \rho, \quad T'^{01} = T'^{10} = \gamma\beta \rho, \quad T'^{11} = \rho.$$



### 7.6.3 度规张量

度规张量  $g_{\mu\nu}$  定义了时空的几何结构。在直角坐标系的狭义相对论中，它具有简单的形式，称为闵可夫斯基度规：

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

分量形式为：

$$g_{00} = 1, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1, \quad \text{当 } \mu \neq \nu \text{ 时 } g_{\mu\nu} = 0$$

度规张量允许在逆变（上指标）和协变（下指标）矢量之间进行转换。

#### 指标下降

$$A_\mu = g_{\mu\nu} A^\nu$$

具体为：

$$A_0 = g_{00} A^0 = A^0$$

$$A_1 = g_{11} A^1 = -A^1$$

$$A_2 = g_{22} A^2 = -A^2$$

$$A_3 = g_{33} A^3 = -A^3$$

#### 指标上升

$$A^\mu = g^{\mu\nu} A_\nu$$

其中  $g^{\mu\nu}$  是逆度规，对于闵氏时空，它与  $g_{\mu\nu}$  相同：

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$



度规张量及其逆满足：

$$g^{\mu\lambda} g_{\lambda\nu} = \delta^\mu_\nu = \begin{cases} 1 & \text{若 } \mu = \nu \\ 0 & \text{若 } \mu \neq \nu \end{cases}$$

其中  $\delta^\mu_\nu$  是克罗内克符号 (Kronecker delta)。

#### 7.6.4 不变量间隔

时空中两个无穷接近事件之间的**不变量间隔**定义为：

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

在闵氏时空中展开分量为：

$$ds^2 = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

对于事件间的有限间隔：

$$\Delta s^2 = c^2 \Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2$$

$ds^2$  最重要的性质是它在洛伦兹变换下是**不变的**。如果我们变换到新坐标系  $x'^\mu$ ：

$$ds'^2 = g_{\mu\nu} dx'^\mu dx'^\nu = g_{\mu\nu} \Lambda^\mu_\rho \Lambda^\nu_\sigma dx^\rho dx^\sigma = g_{\rho\sigma} dx^\rho dx^\sigma = ds^2$$

这种不变性源于洛伦兹变换的定义性质：

$$g_{\mu\nu} \Lambda^\mu_\rho \Lambda^\nu_\sigma = g_{\rho\sigma}$$

#### 7.6.5 物理学中的重要四维矢量

##### 位置四维矢量

$$x^\mu = (ct, \mathbf{x}) = (ct, x, y, z)$$

**速度四维矢量** 四维速度定义为位置四维矢量对原时  $\tau$  的导数：

$$u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau} = (\gamma c, \gamma \mathbf{v})$$



分量为：

$$\begin{aligned} u^0 &= \frac{dx^0}{d\tau} = \frac{cdt}{d\tau} = \gamma c \\ u^i &= \frac{dx^i}{d\tau} = \frac{dx^i}{dt} \frac{dt}{d\tau} = \gamma v^i \end{aligned}$$

四维速度的大小由下式给出：

$$u^\mu u_\mu = \gamma^2(c^2 - v^2) = \frac{c^2 - v^2}{1 - v^2/c^2} = c^2$$

### 动量四维矢量

$$p^\mu = mu^\mu = \left( \frac{E}{c}, \mathbf{p} \right)$$

其中  $E = \gamma mc^2$  是相对论能量， $\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$  是相对论动量。

显式表达为：

$$p^\mu = \left( \frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right)$$

此外：

$$p^\mu p_\mu = \frac{E^2}{c^2} - p^2 = m^2 c^2$$

**例题：**考虑二维空间加一维时间的情况。一个粒子发射一个光子，该光子在  $S'$  系中与  $x'$  轴成  $\theta'$  角。因此，光子的轨迹可以写为  $x' = ct' \cos \theta'$  且  $y' = ct' \sin \theta'$ 。

- (a) 如果  $S'$  系相对于另一个  $S$  系以速度  $v$  运动，光子在  $S$  系中的轨迹是什么？
- (b) 如果在该系中测得的频率为  $f$ ，光子在  $S'$  系中的能量-动量四维矢量是什么？（当然， $z$  分量  $p'_z$  为零。）
- (c) 用  $\theta'$  表示光子在  $S$  系中的能量。
- (d) 光子在  $S$  系中哪个方向具有最大能量？

为了找到  $S$  系中的轨迹，我们应用逆洛伦兹变换。假设  $S'$  系沿  $S$  系的  $x$  轴以速度  $v$  运动，坐标变换为：

$$x = \gamma(x' + vt')$$

$$y = y'$$

$$t = \gamma \left( t' + \frac{vx'}{c^2} \right)$$

将  $S'$  系的轨迹  $x' = ct' \cos \theta'$  和  $y' = ct' \sin \theta'$  代入：



$$(1) \quad x = \gamma(ct' \cos \theta' + vt') = \gamma t'(c \cos \theta' + v)$$

$$(2) \quad y = ct' \sin \theta'$$

$$(3) \quad t = \gamma \left( t' + \frac{v(ct' \cos \theta')}{c^2} \right) = \gamma t'(1 + \beta \cos \theta')$$

为了找到  $x(t)$  和  $y(t)$ , 我们从 (3) 中解出用  $t$  表示的  $t'$ :  $t' = \frac{t}{\gamma(1 + \beta \cos \theta')}$ 。代入 (1) 和 (2):

$$x(t) = \frac{c \cos \theta' + v}{1 + \beta \cos \theta'} t, \quad y(t) = \frac{c \sin \theta'}{\gamma(1 + \beta \cos \theta')} t$$

对于光子,  $E' = hf$  且  $p' = \frac{E'}{c} = \frac{hf}{c}$ 。在  $S'$  系中动量矢量的分量为  $p'_x = p' \cos \theta'$  和  $p'_y = p' \sin \theta'$ 。四维矢量  $P'^\mu$  为:

$$P'^\mu = \left( \frac{E'}{c}, p'_x, p'_y, p'_z \right) = \left( \frac{hf}{c}, \frac{hf}{c} \cos \theta', \frac{hf}{c} \sin \theta', 0 \right)$$

$S$  系中的能量  $E$  由变换  $E = \gamma(E' + vp'_x)$  得到:

$$E = \gamma \left( hf + v \frac{hf}{c} \cos \theta' \right) = \gamma hf(1 + \beta \cos \theta')$$

能量  $E(\theta') = \gamma hf(1 + \beta \cos \theta')$  在  $\cos \theta'$  取最大值时达到最大。这发生在  $\cos \theta' = 1$ , 即  $\theta' = 0$  时。因此, 光子在向前方向 (与速度  $v$  相同的方向) 发射时具有最大能量。

### 7.6.6 广义相对论导论

**动机** 经典牛顿引力将引力描述为一种即时的超距作用。然

而, 这一框架与狭义相对论不相容, 因为狭义相对论断言:

- 光速是有限且不变的。
- 空间和时间形成一个统一的结构: 时空。

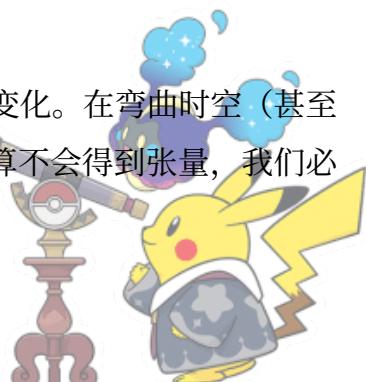
阿尔伯特·爱因斯坦于 1915 年提出的广义相对论通过用时空几何取代引力概念, 解决了这种不相容性。

**广义相对论中的算符** 广义相对论中有不同的算符。克里斯

托费尔符号 (Christoffel symbols) 就是其中之一, 它描述了坐标轴如何随点而变化。在弯曲时空 (甚至是用曲线坐标表示的平直空间) 中, 基矢不是恒定的, 对矢量进行普通导数运算不会得到张量, 我们必须对坐标的“弯曲”进行修正。

#### 相关问题

2014 年罗马尼亚物理大师赛第 3 题  
(黑洞物理), 2012 年罗马尼亚物理  
大师赛第 3 题 (广义相对论基础)



**定义. 7.2: 克里斯托费尔符号**

克里斯托费尔符号定义为:

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2} g^{\lambda\rho} (\partial_{\mu}g_{\nu\rho} + \partial_{\nu}g_{\mu\rho} - \partial_{\rho}g_{\mu\nu})$$

其中  $\partial_{\mu} \equiv \frac{\partial}{\partial x^{\mu}}$  被称为四维梯度。

另一个例子是达朗贝尔算符 (d'Alembertian operator)。

**定义. 7.3: 达朗贝尔算符**

$$\square = \partial_{\mu}\partial^{\mu} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2$$

标量场  $\phi(x^{\mu})$  满足相对论波动方程:

$$\square\phi = 0$$

该方程可以描述:

- 电磁波
- 引力波
- 无质量标量场

对于质量为  $m$  的标量场, 方程变为:

$$\left( \square + \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \right) \phi = 0$$

这是薛定谔方程的相对论推广。

在广义相对论中, 时空是弯曲的, 偏导数必须替换为协变导数。达朗贝尔算符变为**拉普拉斯-贝尔特拉米算符**:

$$\square\phi = \nabla^{\mu}\nabla_{\mu}\phi$$

在坐标系中, 这可以写为:

$$\square\phi = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_{\mu} (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_{\nu}\phi)$$

其中  $g = \det(g_{\mu\nu})$ 。

**时空与可微流形简介** 在经典物理学中, 空间和时间被视为独立的实体:

- 空间: 一个三维欧几里得舞台。



- 时间：一个对所有观察者都流逝相同的通用参数。

然而，涉及高速度和电磁波的实验表明：

- 光速是不变量。
- 时间和长度的测量取决于观察者。

这些事实迫使人们得出一个彻底的结论：

空间和时间不是独立的；它们形成一个统一的结构，称为时空。

在弯曲时空中，我们将时空建模为一个可微流形  $M$ ：

- 流形是一个在局部类似于  $\mathbb{R}^n$  的点集，允许我们在每个点的邻域定义坐标。
- 对于时空， $n = 4$ ，每个点代表一个事件。事件是发生在特定地点和特定时间的事情。
- 光滑函数和张量可以定义在流形上，从而在弯曲时空上进行微积分。

**示例：**  $\mathbb{R}^n$  中的球面是一个流形。

**证明：**设

$$N = (0, \dots, 0, 1), \quad S = (0, \dots, 0, -1)$$

分别为  $S^n$  的北极和南极。定义从北极出发的球极平面投影<sup>1</sup>：

$$\pi_N : S^n \setminus \{N\} \rightarrow \mathbb{R}^n$$

其公式为：

$$\pi_N(x_1, \dots, x_{n+1}) = \left( \frac{x_1}{1-x_{n+1}}, \dots, \frac{x_n}{1-x_{n+1}} \right)$$

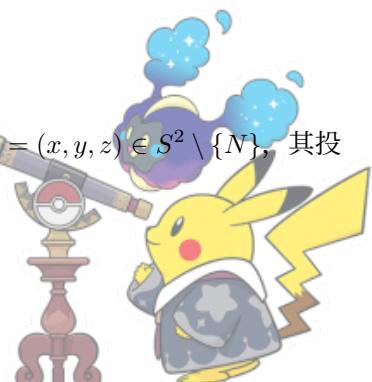
其逆映射给出如下：

$$\pi_N^{-1}(y_1, \dots, y_n) = \left( \frac{2y_1}{\|y\|^2 + 1}, \dots, \frac{2y_n}{\|y\|^2 + 1}, \frac{\|y\|^2 - 1}{\|y\|^2 + 1} \right)$$

<sup>1</sup>球极平面投影是将球面上的点映射到平面上的映射。更准确地，考虑  $\mathbb{R}^3$  中的单位球面：

$$S^2 = \{(x, y, z) \in \mathbb{R}^3 \mid x^2 + y^2 + z^2 = 1\}.$$

令  $N = (0, 0, 1)$  为球面的**北极**。从北极到平面  $z = 0$  的球极平面投影定义如下：对于任意点  $P = (x, y, z) \in S^2 \setminus \{N\}$ ，其投影  $\pi(P) = (X, Y) \in \mathbb{R}^2$  是通过  $N$  和  $P$  的直线与平面  $z = 0$  的交点。



由于  $\pi_N$  和  $\pi_N^{-1}$  都是连续的， $\pi_N$  是一个同胚<sup>2</sup>。类似地，定义

$$\pi_S : S^n \setminus \{S\} \rightarrow \mathbb{R}^n$$

其公式为：

$$\pi_S(x_1, \dots, x_{n+1}) = \left( \frac{x_1}{1+x_{n+1}}, \dots, \frac{x_n}{1+x_{n+1}} \right)$$

这两个图：

$$(S^n \setminus \{N\}, \pi_N), \quad (S^n \setminus \{S\}, \pi_S)$$

覆盖了  $S^n$ 。每个分量都是  $y_1, \dots, y_n$  的有理函数，其分母  $\|y\|^2$  在定义域上非零。因此，转移映射  $\pi_S \circ \pi_N^{-1}$  是光滑的。球极投影图提供了一个覆盖  $S^n$  的光滑图册，且转移函数是光滑的。因此， $S^n$  满足光滑流形的所有要求。

**度规张量** 在这个四维流形  $M$  上，几何由度规张量  $g_{\mu\nu}(x)$  描述，它是一个光滑、对称、非退化的张量场：

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu$$

其中爱因斯坦符号使用洛伦兹特征标  $(-, +, +, +)$ 。在任意点  $p \in M$  的局部，存在一个坐标系使度规退化为闵氏形式  $\eta_{\mu\nu}$  且其一阶导数消失，这反映了等效原理。自由粒子遵循测地线，它是直线的推广：

$$\frac{d^2 x^\mu}{d\lambda^2} + \Gamma_{\nu\rho}^\mu \frac{dx^\nu}{d\lambda} \frac{dx^\rho}{d\lambda} = 0$$

其中  $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$  是从  $g_{\mu\nu}$  计算出的克里斯托费尔符号。在平直空间（欧几里得几何）中，两点之间的最短路径是直线。在弯曲空间（如地球表面）中，最短路径是测地线。对于类时测地线，原时  $\tau$  是仿射参数  $\lambda$  的一个例子。对于零性（类光）测地线，不存在原时，但描述测地线的仿射参数仍然存在。

**黎曼曲率张量** 曲率由黎曼张量衡量：

$$R^\rho_{\sigma\mu\nu} = \partial_\mu \Gamma_{\nu\sigma}^\rho - \partial_\nu \Gamma_{\mu\sigma}^\rho + \Gamma_{\mu\lambda}^\rho \Gamma_{\nu\sigma}^\lambda - \Gamma_{\nu\lambda}^\rho \Gamma_{\mu\sigma}^\lambda$$

缩并指标得到里奇张量：

$$R_{\mu\nu} = R^\lambda_{\mu\lambda\nu}$$

<sup>2</sup>设  $X$  和  $Y$  为拓扑空间。如果一个函数  $f : X \rightarrow Y$  满足： $f$  是双射（单射且满射）， $f$  是连续的，逆函数  $f^{-1} : Y \rightarrow X$  也是连续的。我们称  $X$  和  $Y$  是同胚的，即它们在拓扑上是等价的



里奇标量为：

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$$

**爱因斯坦场方程** 场方程可以写为：

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}$$

其中

- $T_{\mu\nu}$  是能量-动量张量，描述能量和动量的密度及通量。

在弱场、慢速极限下：

$$g_{00} \approx -\left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right)$$

爱因斯坦方程简化为泊松方程：

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho$$

因此，牛顿引力作为广义相对论的一个近似而出现。

**爱因斯坦场方程的解 史瓦西解 (Schwarzschild solution)** 描述了球对称质量之外的时空：

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right)c^2dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r}\right)^{-1}dr^2 + r^2d\Omega^2$$

**弗里德曼-勒梅特-罗伯逊-沃尔克度规 (FLRW Metric)** 模拟膨胀的宇宙：

$$ds^2 = -c^2dt^2 + a(t)^2 \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2d\Omega^2 \right]$$

其中  $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ 。

定义  $\chi$  使得：

$$d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}}$$

积分给出如下关系：

$$r = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(\sqrt{k}\chi) & , k > 1 \\ \chi & , k = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{-k}} \sinh(\sqrt{-k}\chi) & , k < -1 \end{cases} = \begin{cases} \sin(\chi) & , k = 1 \\ \chi & , k = 0 \\ \sinh(\chi) & , k = -1 \end{cases}$$



因为  $k$  仅取  $-1, 0, 1$ 。度规随后变为：

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(\chi) d\Omega^2]$$

在自然单位制  $c = 1$  下：

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{a^2}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a^2 r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a^2 r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1-kr^2}{a^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{a^2 r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{a^2 r^2 \sin^2 \theta} \end{pmatrix}$$

非零克里斯托费尔符号为：

$$\Gamma_{ij}^0 = a\dot{a}\tilde{g}_{ij} = \frac{\dot{a}}{a}g_{ij}$$

$$\Gamma_{0j}^i = \frac{\dot{a}}{a}\delta_j^i$$

$$\Gamma_{rr}^r = \frac{kr}{1-kr^2}, \quad \Gamma_{\theta\theta}^r = -r(1-kr^2), \quad \Gamma_{\phi\phi}^r = -r(1-kr^2)\sin^2\theta$$

$$\Gamma_{r\theta}^\theta = \Gamma_{r\phi}^\phi = \frac{1}{r}$$

$$\Gamma_{\phi\phi}^\theta = -\sin\theta\cos\theta, \quad \Gamma_{\theta\phi}^\phi = \cot\theta$$

$$R_{00} = -3\frac{\ddot{a}}{a}$$

$$R_{ij} = \left[ \frac{\ddot{a}}{a} + 2\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{2k}{a^2} \right] g_{ij}$$

$$R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = 6\left[ \frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} \right]$$

对于共动坐标系下的理想流体：

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu}$$



其中  $U^\mu = (1, 0, 0, 0)$ , 所以:

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & pg_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & pg_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & pg_{33} \end{pmatrix}$$

由  $R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}$  得到:

$$\begin{aligned} 3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{3k}{a^2} - \Lambda &= 8\pi G\rho \\ \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 &= \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \end{aligned}$$

这是第一弗里德曼方程。

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}$$

这是第二弗里德曼方程。

**协变导数** 协变导数  $\nabla_\mu$  将偏导数  $\partial_\mu$  推广到弯曲流形上。偏导数在坐标变换下不能作为张量。协变导数引入了修正项，即克里斯托费尔符号  $\Gamma_{\mu\nu}^\lambda$ ，以确保张量行为。对于逆变矢量场  $V^\nu$ :

$$\nabla_\mu V^\nu = \partial_\mu V^\nu + \Gamma_{\mu\lambda}^\nu V^\lambda.$$

**李导数** 李导数  $\mathcal{L}_X$  测量张量场沿矢量场  $X$  的流的变化情况。对于沿  $X$  的流的矢量场  $Y$ :

$$(\mathcal{L}_X Y)^\mu = X^\nu \partial_\nu Y^\mu - Y^\nu \partial_\nu X^\mu$$

在无坐标表示中:

$$\mathcal{L}_X Y = [X, Y]$$

其中  $[X, Y]$  是李括号。

**基灵矢量场** 一个矢量场  $K^\mu$  如果它的流产生一个等距映射（即保持时空度规不变的对称性），则称其为基灵矢量场 (Killing vector field)。通过令度规沿  $K^\mu$  的李导数为零，条件给出如下:

$$\mathcal{L}_K g_{\mu\nu} = 0.$$



利用度规的李导数公式，这变为基灵方程：

$$\boxed{\nabla_\mu K_\nu + \nabla_\nu K_\mu = 0}$$

### 定理. 7.4: 沿测地线的守恒律

对于切矢量为  $u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\lambda}$  的测地线，如果  $K^\mu$  是基灵矢量，那么物理量  $K_\mu u^\mu$  沿测地线是常数。

证明：

$$\frac{d}{d\lambda}(K_\mu u^\mu) = u^\nu \nabla_\nu(K_\mu u^\mu) = u^\nu u^\mu \nabla_\nu K_\mu + K_\mu u^\nu \nabla_\nu u^\mu$$

由于测地线方程  $u^\nu \nabla_\nu u^\mu = 0$ ，第二项消失。第一项关于  $\nu$  和  $\mu$  是对称的，所以我们可以写成：

$$u^\nu u^\mu \nabla_\nu K_\mu = \frac{1}{2} u^\nu u^\mu (\nabla_\nu K_\mu + \nabla_\mu K_\nu) = 0$$

根据基灵方程，此项为零。因此：

$$\boxed{\frac{d}{d\lambda}(K_\mu u^\mu) = 0}$$

**局部逃逸速度** 考虑一个具有如下度规的静态球对称时空：

$$ds^2 = -g_{tt}(r) dt^2 + g_{rr}(r) dr^2 + r^2 d\Omega^2$$

其中  $g_{tt}(r) > 0$ 。由于度规与时间无关，它允许一个类时基灵矢量：

$$K^\mu = (\partial_t)^\mu = (1, 0, 0, 0)$$

设一个粒子沿切矢量为  $u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\lambda}$  的测地线运动。由于  $K^\mu$  是基灵矢量，物理量  $K_\mu u^\mu$  沿测地线守恒。我们定义单位质量的守恒能量为：

$$E \equiv -K_\mu u^\mu$$

因为  $K^\mu = (1, 0, 0, 0)$ ，我们有  $K_\mu = g_{\mu\nu} K^\nu = (g_{tt}, 0, 0, 0)$ ，因此：

$$E = -g_{tt} u^t$$



对于大质量粒子，四维速度满足  $u^\mu u_\mu = -1$ 。对于纯径向运动 ( $u^\theta = u^\phi = 0$ )，这给出：

$$-g_{tt}(u^t)^2 + g_{rr}(u^r)^2 = -1$$

代入  $u^t = E/g_{tt}$ ，我们得到：

$$g_{rr}(u^r)^2 = \frac{E^2}{g_{tt}} - 1$$

位于半径  $r$  处的静态观察者的四维速度为：

$$U^\mu = \frac{1}{\sqrt{g_{tt}}}(1, 0, 0, 0)$$

粒子被局部测量出的速度  $v$  定义为：

$$v^2 = \frac{\text{(固有空间距离)}^2}{\text{(固有时间)}^2} = \frac{g_{rr}(u^r)^2}{g_{tt}(u^t)^2}$$

利用之前的结论，这变为：

$$v^2 = \frac{\frac{E^2}{g_{tt}} - 1}{\frac{E^2}{g_{tt}}} = 1 - \frac{g_{tt}}{E^2}$$

对于一个在渐近平直时空中刚好逃逸到无穷远的粒子：

$$g_{tt}(\infty) = 1 \quad \text{且} \quad u^r(\infty) = 0$$

归一化条件蕴含  $E = 1$ 。代入  $v^2$  的表达式，我们得到局部逃逸速度：

$$v_{\text{esc}}^2 = 1 - g_{tt}(r)$$

对于史瓦西度规， $g_{tt}(r) = 1 - \frac{2GM}{r}$ 。因此：

$$v_{\text{esc}}^2 = \frac{2GM}{r}$$

这是静态观察者测得的局部逃逸速度。



## 8 热力学

### 8.1 压强与流体静力学平衡

**引言** 压强是一个标量，定义为单位面积上所受的力。数学表达式为：

$$P = \frac{F}{A}$$

**流体静力学平衡：平面平行情形** 考虑一个横截面积为  $A$ 、高度为  $dz$  的微小圆柱形流体元。

- **重力（向下）**：流体元的质量为  $m = \rho A dz$ 。因此，

$$F_g = mg = \rho g A dz$$

- **压力（向上）**：底部的压强为  $P(z)$ ，而顶部的压强为  $P(z + dz) = P + dP$ 。因此，净压力为

$$F_{P,\text{net}} = P(z)A - P(z + dz)A = -AdP$$

对于流体静力学平衡，合力必须为零：

$$\sum F = 0 \implies F_{P,\text{net}} - F_g = 0.$$

由此可得：

$$-AdP - \rho g A dz = 0 \quad \boxed{\frac{dP}{dz} = -\rho g}$$

**流体静力学平衡：球对称情形（恒星）** 现在考虑恒星内部半径为  $r$ 、厚度为  $dr$  的薄球壳。

- **万有引力（向内）**：球壳的质量为

$$dm = \rho(r) dV = \rho(r) 4\pi r^2 dr$$

半径  $r$  处的重力加速度为

$$g(r) = \frac{GM(r)}{r^2}$$



其中  $M(r)$  是半径  $r$  范围内包含的质量。因此，向内的引力为

$$F_g = dm g(r) = 4\pi G \rho(r) M(r) dr$$

- **压力（向外）：**球壳的表面积为  $A = 4\pi r^2$ 。净压力是  $r$  处的向外压强与  $r + dr$  处压强的差值：

$$F_{P,\text{net}} = P(r)A - P(r+dr)A = -\frac{dP}{dr} \cdot 4\pi r^2 dr$$

流体静力学平衡要求

$$\sum F = 0 \implies F_{P,\text{net}} - F_g = 0$$

因此，

$$-\frac{dP}{dr} 4\pi r^2 dr - 4\pi G \rho(r) M(r) dr = 0$$

这就得出了恒星流体静力学平衡方程：

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}$$

**注记** 除了流体静力学平衡外，恒星还满足热平衡，这意味着核心产生的能量等于从表面辐射出去的能量：

$$L_{\text{core}} = L_{\text{surface}}$$

其中  $L$  表示光度。恒星平衡是指引力、压力和能量传输过程的综合平衡，使恒星能够在长时标内保持稳定的结构。

## 8.2 理想气体定律

理想气体定律是热力学中的一个基本方程，描述了理想气体的行为。它建立了压强  $P$ 、体积  $V$ 、温度  $T$  和气体摩尔数  $n$  之间的关系。方程表示为：

$$PV = nRT$$

其中

- $P$  是气体的压强，
- $V$  是气体的体积，



- $n$  是气体的摩尔数,
- $R$  是普适气体常数 ( $R = 8.314 \text{ J/mol}\cdot\text{K}$ ),
- $T$  是气体的温度 (单位: 开尔文)。

对于在恒定压强下发生体积变化的气体, 气体所做的功为

$$W = P\Delta V$$

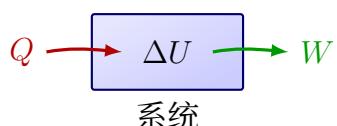
### 8.3 热力学第一定律

该定律指出能量既不能被创造也不能被消灭, 只能发生转化。其数学表达式为:

$$dU = \delta Q - \delta W$$

其中

- $dU$  是系统内能的变化,
- $\delta Q$  是传递给系统的热量,
- $\delta W$  是系统对外做的功。



过程	条件	描述
绝热过程 (Adiabatic)	$\delta Q = 0$	与外界无热交换；温度变化源于做功
等温过程 (Isothermal)	$T = \text{常数}$	温度保持不变；吸收的热量等于做的功
等压过程 (Isobaric)	$P = \text{常数}$	压强保持不变；体积随温度变化
等容过程 (Isochoric)	$V = \text{常数}$	体积恒定故不做功；热量改变内能
多方过程 (Polytropic)	$PV^n = \text{常数}$	涵盖等温、绝热和等压情况的广义过程
循环过程 (Cyclic)	终态 = 初态	一个循环内内能的净变化为零
可逆过程 (Reversible)	准静态且无损耗	能够输出最大功的理想化过程
不可逆过程 (Irreversible)	有限梯度和摩擦	真实过程；熵产生为正

Table 3: 热力学过程、条件及其描述

## 8.4 热力学第二定律

### 定义. 8.1: 熵

熵是衡量系统无序度或随机性的量。对于可逆过程，熵变  $dS$  等于传递的热量  $dQ$  除以温度  $T$ :

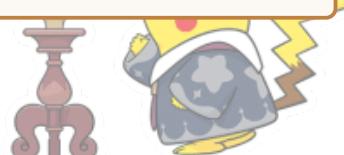
$$dS = \frac{dQ_{\text{rev}}}{T}$$

### 定理. 8.1: 萨库-泰特罗德 (Sackur-Tetrode) 方程

$$S = Nk_B \left( \ln \left( \frac{V}{N} \left( \frac{4\pi m E}{3h^2} \right)^{3/2} \right) + \frac{5}{2} \right)$$

其中

- $S$  是熵,
- $N$  是粒子数,
- $V$  是体积,
- $m$  是气体粒子的质量,
- $E$  是内能。



**定理. 8.2: 热力学第二定律**

热力学第二定律指出，孤立系统的熵随时间推移趋于增加。

$$dS \geq 0$$

**定理. 8.3: 吉布斯自由能**

吉布斯自由能  $G$  与熵的关系如下方程所示：

$$G = H - TS = U + PV - TS$$

其中  $H$  是焓， $T$  是温度（保持恒定）， $P$  是压强（保持恒定）， $S$  是熵。

**8.5 热容****定义. 8.2: 热容**

定容热容  $C_V$  定义为在保持体积恒定的情况下，使系统温度升高 1 摄氏度（或 1 开尔文）所需的热量。数学表达式为：

$$C_V = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_V$$

其中  $Q$  是添加到系统的热量， $T$  是温度。下标  $V$  表示体积保持恒定。

由于系统不被允许做功（因为体积固定），添加到系统的热量仅改变内能：

$$dQ = dU$$

其中  $dU$  是内能的变化。

对于理想气体，定容热容与摩尔定容热容  $C_V$  的关系为：

$$C_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$$

对于理想气体，内能  $U$  仅是温度的函数，比热容可由状态方程推导得出。



**定义. 8.3: 热容**

定压热容  $C_P$  定义为在保持压强恒定的情况下，使系统温度升高 1 摄氏度（或 1 开尔文）所需的热量。数学表达式为：

$$C_P = \left( \frac{\partial Q}{\partial T} \right)_P$$

其中  $Q$  是添加到系统的热量， $T$  是温度。下标  $P$  表示压强保持恒定。

与定容情况相反，当在恒压下加热时，系统膨胀可能会做功。因此，添加的总热量是内能变化与系统所做功之和：

$$dQ = dU + PdV$$

对于理想气体，定压热容与摩尔定压热容  $C_P$  的关系为：

$$C_P = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_P$$

**定理. 8.4: 迈耶 (Mayer) 关系式**

$$c_P - c_V = nR$$

其中  $n$  是气体的摩尔数， $R$  是普适气体常数。

**证明：**根据热力学第一定律，

$$dU = \delta Q - pdV = nC_VdT$$

其中  $C_V$  是定容热容， $n$  是摩尔数。对于恒压下添加的热量，我们使用：

$$\delta Q = nC_PdT$$

其中  $C_P$  是定压热容。

根据理想气体状态方程，

$$pV = nRT$$

在恒压下对该方程关于温度微分：

$$pdV + Vdp = nRdT$$



在恒压下,  $dp = 0$ , 因此我们有:

$$pdV = nRdT$$

将  $pdV = nRdT$  代入方程:

$$nC_VdT = nC_PdT - nRdT$$

$$C_V = C_P - R \implies \boxed{C_P - C_V = nR}$$

#### 定义. 8.4: 热容比

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

在绝热过程中, 与外界没有热交换 ( $dQ = 0$ )。热力学第一定律给出:

$$dU = -PdV$$

对于理想气体, 绝热过程中压强与体积的关系由以下方程控制:

$$PV^\gamma = \text{常数}$$

## 8.6 黑洞热力学

黑洞熵是对隐藏在黑洞内部信息量的一种度量。著名的贝肯斯坦-霍金 (Bekenstein-Hawking) 熵公式将黑洞的熵与其视界面积 (而非体积) 联系起来。这一结果最初由雅各布·贝肯斯坦推导出来, 后来由斯蒂芬·霍金证实:

$$S = \frac{k_B c^3 A}{4G\hbar}$$

**证明:** 黑洞热力学第一定律为

$$dM = TdS + \Phi dQ + \Omega dJ$$

其中

- $M$  是质量,
- $T$  是温度,
- $S$  是熵,
- $\Phi$  是静电势,



- $Q$  是电荷,
- $J$  是角动量。

对于不旋转、不带电的施瓦西 (Schwarzschild) 黑洞, 第一定律简化为

$$dM = TdS$$

这与热力学第一定律相似, 意味着黑洞质量通过温度与其熵相关。视界面积为

$$A = 16\pi \left( \frac{GM}{c^2} \right)^2$$

利用施瓦西黑洞的温度  $T$  (即霍金温度):

$$T = \frac{\hbar c^3}{8\pi GM} \text{ (推导超出了本讲义的范围)}$$

第一定律  $dM = TdS$  意味着

$$dS = \frac{dM}{T} = \frac{dM}{\frac{\hbar c^3}{8\pi GM}} = \frac{8\pi GM}{\hbar c^3} dM$$

对  $M$  积分,

$$S = \frac{8\pi GM^2}{\hbar c^3}$$

利用面积表达式  $A = 16\pi \left( \frac{GM}{c^2} \right)^2$ , 可得

$$M = \frac{c^2 \sqrt{A}}{4\pi G}$$

将其代入熵的表达式, 我们得到

$$S = \frac{k_B c^3 A}{4G\hbar}$$

## 8.7 分子动理论

### 8.7.1 平均自由程

设气体的数密度 (单位体积内的粒子数) 为  $n$ , 两个粒子碰撞的截面积为  $\sigma$ 。截面积  $\sigma$  取决于碰撞类型和相关粒子的物理性质。如果我们假设粒子是半径为  $r$  的球体, 则碰撞截面为

$$\sigma = \pi(2r)^2 = 4\pi r^2$$



其次，气体中两个粒子之间的相对速度大约为粒子平均速率  $v_{\text{avg}}$  的量级。每个粒子单位时间内的总碰撞率为

$$\text{碰撞率} = n\sigma v_{\text{avg}}$$

平均自由程  $\lambda$  定义为粒子在发生碰撞前平均行进的距离。平均自由程与碰撞率的关系为

$$\lambda = \frac{1}{\text{碰撞率}} = \frac{1}{n\sigma v_{\text{avg}}} = \frac{1}{n \cdot 4\pi r^2 \cdot v_{\text{avg}}}$$

### 8.7.2 玻尔兹曼分布与麦克斯韦-玻尔兹曼分布

玻尔兹曼分布，也称为吉布斯分布，是统计力学中的一个基本概率分布，描述了在固定温度下处于热平衡的系统的统计性质。它给出了当系统与温度为  $T$  的热库接触时，处于能量为  $E_i$  的特定微观状态的概率。

**公式与推导** 考虑一个与恒温  $T$  的大热库处于热平衡的系统。发现系统处于能量为  $E_i$  的特定微观状态  $i$  的概率  $P_i$  为

$$P_i = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_i}$$

其中

- $\beta = \frac{1}{k_B T}$  是热力学  $\beta$
- $Z = \sum_i e^{-\beta E_i}$  是配分函数

配分函数  $Z$  作为一个归一化常数，确保  $\sum_i P_i = 1$ 。它包含了关于系统的所有热力学信息。

**证明：**统计力学通常使用最大熵原理。离散概率集  $\{P_i\}$  的熵为

$$S = -k_B \sum_i P_i \ln P_i$$

即  $S = k_B \ln \Omega$ （其中  $\Omega$  是统计力学中的微观状态数）。我们要最大化  $S$ ，同时满足约束条件：

$$\begin{aligned} \sum_i P_i &= 1 \quad (\text{归一化}) \\ \sum_i P_i E_i &= \langle E \rangle \quad (\text{平均能量固定}) \end{aligned}$$



使用拉格朗日乘数  $\alpha$  和  $\beta$ , 定义

$$\mathcal{L} = -k_B \sum_i P_i \ln P_i - \alpha \left( \sum_i P_i - 1 \right) - \beta \left( \sum_i P_i E_i - \langle E \rangle \right)$$

令其对  $P_i$  的导数为零:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial P_i} = -k_B (\ln P_i + 1) - \alpha - \beta E_i = 0$$

由此得出

$$P_i = e^{-1-\alpha/k_B} e^{-\beta E_i/k_B}$$

定义  $Z = e^{1+\alpha/k_B} = \sum_i e^{-\beta E_i/k_B}$ , 我们得到熟悉的形式:

$$P_i = \frac{e^{-\beta E_i}}{Z}$$

**麦克斯韦-玻尔兹曼分布** 麦克斯韦-玻尔兹曼分布描述了处于热平衡的理想气体中粒子速率（或速度）的统计分布。它是玻尔兹曼分布应用于无相互作用粒子的平动动能时的特例。

对于温度为  $T$ 、由  $N$  个质量为  $m$  的全同粒子组成的理想气体，发现具有速度  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$  的粒子的概率密度函数为

$$f(\mathbf{v}) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m|\mathbf{v}|^2}{2k_B T} \right)$$

这个三维分布可以分解为  $f(\mathbf{v}) = f(v_x)f(v_y)f(v_z)$ , 其中每个分量分布都是高斯分布:

$$f(v_\alpha) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp \left( -\frac{mv_\alpha^2}{2k_B T} \right), \quad \alpha = x, y, z$$

更常用的是速率  $v = |\mathbf{v}|$  的分布, 通过对速度空间中所有方向积分获得:

$$f(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{mv^2}{2k_B T} \right)$$

因子  $4\pi v^2$  来源于速度空间中的球壳体积元。

**证明:** 考虑温度为  $T$ 、处于热平衡且包含  $N$  个粒子的理想气体。每个粒子质量为  $m$ , 速度矢量为  $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ 。粒子的总能量纯粹是动能:

$$E = \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2).$$



根据玻尔兹曼分布，粒子具有能量  $E$  的概率为

$$P(E) \propto e^{-E/k_B T}$$

注意到

$$P(v_x, v_y, v_z) = f(v_x)f(v_y)f(v_z)$$

$$f(v_i) = A e^{-\frac{1}{2}mv_i^2/k_B T}, \quad i = x, y, z$$

由于

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v_x) dv_x = 1, \quad \int_{-\infty}^{\infty} A e^{-\frac{mv_x^2}{2k_B T}} dv_x = 1$$

且由

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}}$$

我们有

$$A \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m}} = 1 \implies A = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}}.$$

因此，

$$f(v_i) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv_i^2}{2k_B T}}$$

粒子的速率为

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}.$$

速率的概率密度函数  $F(v)$  可以通过变换到速度空间的球坐标系获得：

$$F(v)dv = 4\pi v^2 f(v_x)f(v_y)f(v_z)dv.$$

因此，

$$F(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}$$

该分布导出了三个重要的特征速率：

1. **最概然速率 (众数):**

$$v_{mp} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$



2. 平均速率:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

3. 方均根速率:

$$v_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}$$

其中  $R = N_A k_B$  是气体常数,  $M = N_A m$  是摩尔质量。

## 8.8 边界条件

求解恒星结构方程需要适当的边界条件:

- 在中心 ( $r = 0$ ):

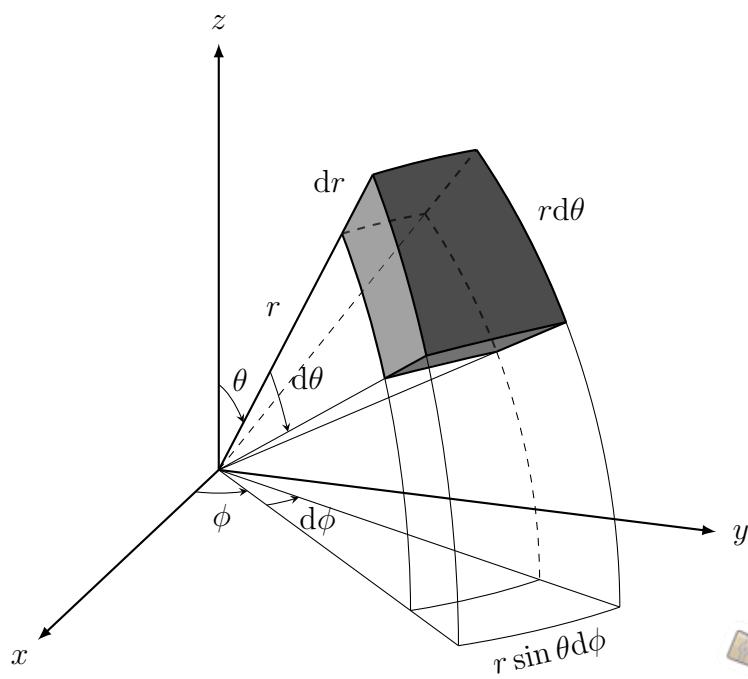
$$M(0) = 0, \quad L(0) = 0$$

- 在表面 ( $r = R$ ):

$$P(R) = P_{\text{surface}} \approx 0, \quad T(R) = T_{\text{eff}}$$

这些条件确保解符合物理现实: 中心的质量为零, 表面的温度和压强为有限值。

## 8.9 案例研究



假设一颗半径为  $R$  的静态球形恒星包含  $N$  个中性粒子，其中  $0 \leq \theta \leq \pi$ ,  $0 \leq \phi \leq 2\pi$ , 并满足以下状态方程：

$$PV = Nk \frac{T_R - T_0}{\ln(T_R/T_0)} \quad (1)$$

其中  $P$  和  $V$  分别是恒星内部的压强和体积， $k$  是玻尔兹曼常数， $T_R$  和  $T_0$  分别是表面  $r = R$  处的温度和中心  $r = 0$  处的温度。假设  $T_R \leq T_0$ 。

- (a) 如果  $\Delta T = T_R - T_0 \rightarrow 0$  (这被称为理想恒星)，简化恒星状态方程 (1) (提示：对于小量  $x$ ，使用近似  $\ln(1 + x) \approx x$ )。

假设恒星经历一个准静态过程，其中它可能会轻微收缩或膨胀，使得上述恒星状态方程 (1) 仍然成立。

该恒星满足热力学第一定律：

$$Q = \Delta Mc^2 + W \quad (2)$$

其中  $Q$ 、 $M$  和  $W$  分别是热量、恒星质量和功，而  $c$  是真空中的光速，且  $\Delta M = M_{\text{final}} - M_{\text{initial}}$ 。

在下文中，我们假设  $T_0$  为常数，而  $T_R \equiv T$  是变化的。

- (b) 找出恒星的定容热容  $C_V$  和定压热容  $C_P$ ，并用  $C_P$  和  $C_V$  表达 (提示：对于小量  $x$ ，使用近似  $(1 + x)^n \approx 1 + nx$ )。

假设  $C_P$  是常数，且气体经历等压过程，因此恒星产生热量并将其辐射到外部空间。

- (c) 如果初始温度和最终温度分别为  $T_i$  和  $T_f$ ，求等压过程产生的热量。

- (d) 对于接下来的部分，假设这颗恒星是太阳。

- (e) 如果太阳光是频率为  $5 \times 10^{14}$  Hz 的单色光，估算太阳每秒辐射的光子数。

- (f) 假设太阳表面温度在一秒钟内从 5500 K 变化到 6000 K，计算太阳的热容  $C_P$ 。

**解答：**

- (a) 定义  $\Delta T = T_f - T_0$  且  $\Delta T \approx 0$ ，我们有

$$\frac{P\Delta V}{Nk} = \frac{\Delta T}{\ln(1 + \Delta T/T_0)}$$



利用  $\ln(1 + \Delta T/T_0) \approx \Delta T/T_0$ , 我们得到

$$\frac{P\Delta V}{Nk} = T_0$$

(b) 恒星的内能为  $U = Mc^2$  (对于理想恒星,  $U(T) = M(T)c^2$ )。因此, 恒星的定容热容形式为:

$$C_V = \left(\frac{\Delta Q}{\Delta T}\right)_V = \left(\frac{\Delta M}{\Delta T}\right)_V c^2$$

对于微小的  $\Delta T$ 。然后, 利用热力学第一定律, 恒星的定压热容为

$$C_P = \left(\frac{\Delta Q}{\Delta T}\right)_P = \left(\frac{\Delta M}{\Delta T}\right)_V c^2 + P \frac{\Delta V}{\Delta T} = C_V + P \frac{\Delta V}{\Delta T}$$

对于微小的  $\Delta T$ 。定义  $\Delta T = T_2 - T_1$ , 则

$$\frac{P\Delta V}{Nk} = \frac{T_1 - T_0 + \Delta T}{\ln((T_1 + \Delta T)/T_0)} - \frac{T_1 - T_0}{\ln(T_1/T_0)}$$

利用近似

$$\ln((T_1 + \Delta T)/T_0) \approx \ln\left(\frac{T_1}{T_0}\right) + \frac{\Delta T}{T_1}$$

$$\frac{1}{\ln((T_1 + \Delta T)/T_0)} \approx \frac{1}{\ln(T_1/T_0)} - \frac{1}{T_1 \ln(T_1/T_0)^2} \frac{\Delta T}{T_1}$$

我们有

$$\frac{P\Delta V}{\Delta T} \approx Nk \left(1 - \frac{1}{\ln(T/T_0)}\right) \frac{(T - T_0)/T}{\ln(T/T_0)}$$

其中  $T_1 = T_0$ 。最后, 我们得到

$$C_P = \left(\frac{\Delta Q}{\Delta T}\right)_P = \left(\frac{\Delta M}{\Delta T}\right)_V c^2 + P \frac{\Delta V}{\Delta T} = C_V + \frac{Nk}{\ln(T/T_0)} \left(1 - \frac{(T - T_0)/T}{\ln(T/T_0)}\right)$$

(c) 由于  $C_V$  是常数, 恒星产生的热量由下式给出

$$Q_H = C_V(T_f - T_i) + P\Delta V$$

$$Q_H = C_V(T_f - T_i) + Nk \left[ \frac{T_f - T_0}{\ln(T_f/T_0)} - \frac{T_i - T_0}{\ln(T_i/T_0)} \right]$$



(d) 太阳每秒辐射的能量  $\dot{E} = L_{\odot} = N h \nu$ , 其中  $N$  是光子数。因此

$$N = \frac{L_{\odot}}{h\nu} = \frac{3.90 \times 10^{26}}{6.626 \times 10^{-34} \times 5 \times 10^{14}} = 1.195 \times 10^{45} \text{ 个光子}$$

(e) 太阳每秒辐射的能量与太阳的质量亏损成正比

$$L_{\odot} = \frac{\Delta M c^2}{\Delta t}$$

因此,

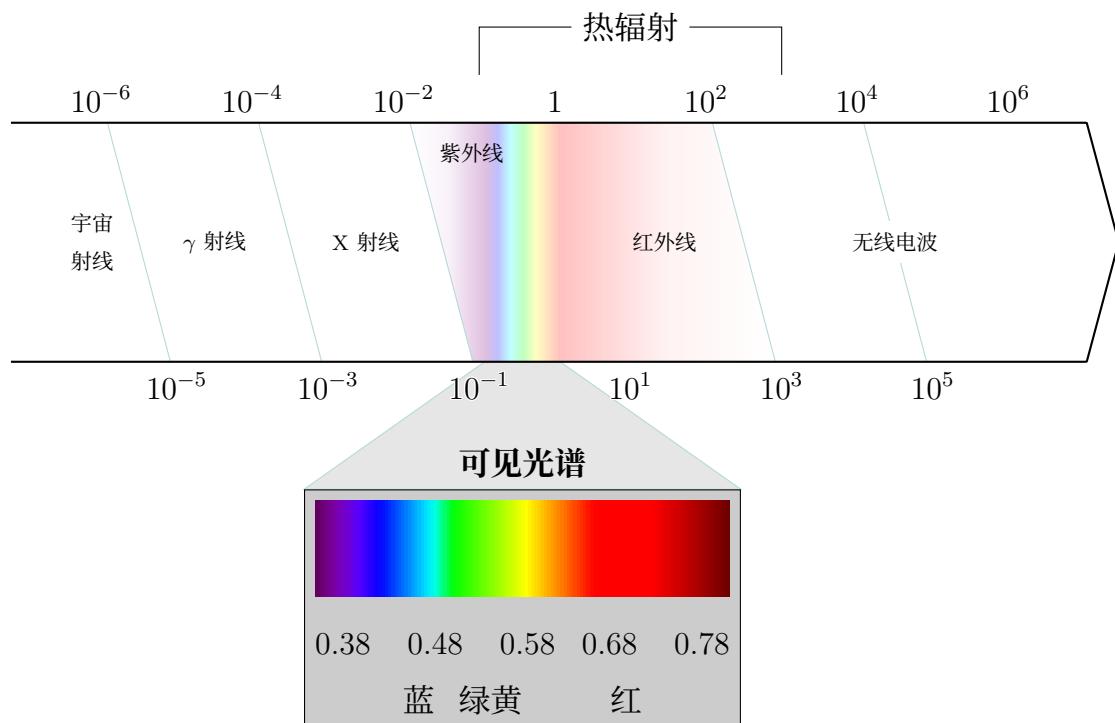
$$C_V = \frac{\Delta M c^2}{L_{\odot}} = \frac{3.96 \times 10^{26}}{\Delta T} \frac{1}{\frac{L_{\odot}}{\Delta t}} \approx \frac{3.96 \times 10^{26}}{6000 - 5500} \text{ J/K} = 7.92 \times 10^{23} \text{ J/K}$$



# 9 光谱学

## 9.1 基本概念

- (光谱) 光的衍射产生光谱，可以观察为一系列明暗条纹。



- (吸收) 当天体中的原子或分子吸收特定能量的光子，使电子跃迁到更高能级时，就会发生吸收。
- (发射) 当受激电子跃迁到较低能级时，会释放特定能量的光子，形成发射线。

$$E_{\text{photon}} = E_{\text{upper}} - E_{\text{lower}}$$

这导致光谱中出现吸收线。

(4) 光谱线揭示了化学成分、温度、压强和速度场（通过多普勒频移）。

(5) (散射) 当光子与粒子相互作用，改变方向且有时改变能量时，就会发生散射：

- 瑞利散射 (Rayleigh scattering): 粒子尺寸远小于波长时的弹性散射。
- 汤姆孙散射 (Thomson scattering): 自由电子的弹性散射。



- 康普顿散射 (Compton scattering): 非弹性散射，光子损失能量。康普顿推导出的关系式为：

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

其中

- (i)  $\lambda$  是光子的初始波长,
- (ii)  $\lambda'$  是散射光子的波长,
- (iii)  $h$  是普朗克常数,
- (iv)  $m_e$  是电子的质量,
- (v)  $c$  是光速,
- (vi)  $\theta$  是散射角，即入射光子方向与散射光子方向之间的夹角。

- (6) (分裂) 当一条光谱线由于外部或内部相互作用分为多个分量时，就会发生分裂。塞曼效应 (Zeeman effect) 是光谱线在磁场  $\mathbf{B}$  存在下的分裂。对于没有自旋的跃迁，一条光谱线分裂成三个分量：

$$\Delta E = m_l \mu_B B, \quad m_l = 0, \pm 1$$

其中  $\mu_B$  是玻尔磁子， $B$  是磁场强度， $m_l$  是磁量子数。

斯塔克效应 (Stark effect) 是光谱线由于外部电场  $\mathbf{E}$  引起的分裂：

$$\Delta E \propto E$$

- (7) (展宽) 展宽是指光谱线的宽度超过其自然线宽的现象。

- 由于激发态的有限寿命  $\tau$ ，光谱线具有由测不准原理决定的固有宽度。
- 恒星自转会导致谱线展宽，这是由于恒星盘面上不同位置的多普勒频移不同所致。

## 9.2 光谱辐亮度

光谱辐亮度（单位面积、单位立体角、单位波长发射的功率）由普朗克定律给出：

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda k_B T)} - 1}$$

其中  $\lambda$  是波长。



天文学已经从可见光观测发展到涵盖整个电磁(EM)谱。正如普朗克定律所表达的那样，每个波段都揭示了独特的天体物理现象。

波段	波长范围	能量范围	温度 (K)	主要来源
无线电	$> 10 \text{ cm}$	$< 1.24 \times 10^{-5} \text{ eV}$	$< 0.1$	冷气体、脉冲星
微波	$1 \text{ mm} - 10 \text{ cm}$	$1.24 \times 10^{-5} \text{ eV} - 1.24 \times 10^{-3} \text{ eV}$	$0.1 - 10$	CMB、分子云
红外	$700 \text{ nm} - 1 \text{ mm}$	$1.24 \times 10^{-3} \text{ eV} - 1.77 \text{ eV}$	$10 - 10^4$	尘埃、行星、冷恒星
可见光	$400 \text{ nm} - 700 \text{ nm}$	$1.77 \text{ eV} - 3.1 \text{ eV}$	$10^4$	恒星、星系、星云
紫外	$10 \text{ nm} - 400 \text{ nm}$	$3.1 \text{ eV} - 124 \text{ eV}$	$10^4 - 10^5$	热恒星、类星体
X射线	$0.01 \text{ nm} - 10 \text{ nm}$	$124 \text{ eV} - 124 \text{ keV}$	$10^5 - 10^8$	黑洞、超新星
$\gamma$ 射线	$< 0.01 \text{ nm}$	$> 124 \text{ keV}$	$> 10^8$	GRB、核过程

Figure 7: 天文学中的电磁波段

### 极限情况：

- 瑞利-金斯定律 (长波,  $hc \ll \lambda k_B T$ ):

$$B_\lambda(T) \approx \frac{2ck_B T}{\lambda^4}$$

- 维恩定律 (短波,  $hc \gg \lambda k_B T$ ):

$$B_\lambda(T) \approx \frac{2hc^2}{\lambda^5} e^{-hc/(\lambda k_B T)}$$

辐射达到最大值时的波长:

$$\lambda_{\max} T \approx 2.898 \times 10^{-3} \text{ m}\cdot\text{K} \text{ (维恩位移定律)}$$

### 9.3 斯特藩-玻尔兹曼定律

$$j^* = \sigma T^4$$

其中

- $j^*$  是总辐射通量 (单位面积的功率,  $(\text{W}/\text{m}^2)$ ),
- $T$  是黑体的绝对温度, 单位为开尔文 (K),
- $\sigma$  是斯特藩-玻尔兹曼常数:

$$\sigma = 5.670374419 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$$



对于发射率 ( $\epsilon$ ) ( $0 \leq \epsilon \leq 1$ ) 的真实物体，该定律推广为：

$$j = \epsilon \sigma T^4$$

**证明：**单位面积的总辐射功率通过对普朗克定律在所有频率和立体角上积分获得：

$$\begin{aligned} j^* &= \int_0^\infty \int_\Omega B(\nu, T) \cos \theta d\Omega d\nu \\ &= \pi \int_0^\infty B(\nu, T) d\nu \end{aligned}$$

$$\text{令 } x = \frac{h\nu}{k_B T} \circ$$

$$\begin{aligned} j^* &= \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_B T} - 1} d\nu \\ &= \frac{2\pi (k_B T)^4}{h^3 c^2} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx \end{aligned}$$

积分值为  $\frac{\pi^4}{15}$ , 得到

$$j^* = \sigma T^4, \quad \sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15 h^3 c^2}$$

## 9.4 多普勒效应

**多普勒效应**是波动物理学中的一个基本现象，其中波的观测频率由于波源和观察者之间的相对运动而发生变化。

对于非相对论速度 ( $v \ll c$ ), 其中  $c$  是光速：

$$f_{\text{obs}} = \frac{f_{\text{src}}}{1 \pm \frac{v_s}{c}} \quad (\text{波源移动, 观察者静止})$$

其中 + 表示波源远离, - 表示波源接近。

$$f_{\text{obs}} = f_{\text{src}} \left( 1 \pm \frac{v_o}{c} \right) \quad (\text{观察者移动, 波源静止})$$

在天体物理学中，我们通常通过波长偏移来测量视向速度  $v_r$ ：

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c}$$



其中

- $\lambda_0$  表示静止波长,
- $\lambda_{\text{obs}}$  表示观测波长,
- $v_r$  表示视向速度<sup>3</sup> (远离为正)。

对于以接近光速运动的天体, 我们必须使用相对论公式:

$$\frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \quad \text{或} \quad \frac{f_{\text{obs}}}{f_0} = \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}}$$

红移  $z$  定义为

$$z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$$

对于相对论速度,

$$1 + z = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

---

<sup>3</sup>它指恒星沿视线方向的运动, 通常使用恒星光谱中的多普勒频移来测量。恒星的总速度由下式给出:

$$v = \sqrt{v_{\text{radial}}^2 + v_{\text{tangential}}^2}$$

其中  $v_{\text{radial}}$  是视向速度,  $v_{\text{tangential}}$  是切向速度, 切向速度可由自行和距离推导得出。  
自行 (Proper motion) 指恒星在天空中角位置的移动, 通常以角秒/年为单位测量。



# 10 电磁学

## 10.1 洛伦兹力

洛伦兹力定律描述了运动中的带电粒子在电磁场中所受到的力。其表达式为：

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

- $\mathbf{F}$  是带电粒子受到的力,
- $q$  是粒子的电荷量,
- $\mathbf{E}$  是电场强度,
- $\mathbf{v}$  是粒子的速度,
- $\mathbf{B}$  是磁感应强度 (磁场)。

## 10.2 麦克斯韦方程组

### 定义. 10.1: Del 算子

对于连续可微的矢量场  $\mathbf{F} = F_x \mathbf{i} + F_y \mathbf{j} + F_z \mathbf{k}$ , 定义  $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$ 。则有：

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \text{ 以及 } \nabla \times \mathbf{F} = \left( \frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left( \frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left( \frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \mathbf{k}$$

其中  $\nabla \cdot \mathbf{F}$  衡量的是场从某点周围无穷小体积向外流出的净流量 (散度)。

### 定理. 10.1: 麦克斯韦方程组 (微分形式)

设自由电荷密度为  $\rho$  (国际单位: C/m<sup>3</sup>), 自由电流密度为  $\mathbf{J}$  (国际单位: A/m<sup>2</sup>), 则有:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{高斯电场定律})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{高斯磁场定律})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{法拉第电磁感应定律})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{安培-麦克斯韦定律})$$



**定理. 10.2: 麦克斯韦方程组 (积分形式)**

对于自由电荷密度  $\rho$  和自由电流密度  $\mathbf{J}$ , 麦克斯韦方程组的积分形式如下:

$$\int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV \quad (\text{高斯电场定律})$$

$$\int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (\text{高斯磁场定律})$$

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{法拉第电磁感应定律})$$

$$\oint_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{A} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} \quad (\text{安培-麦克斯韦定律})$$

### 10.3 坡印廷矢量

坡印廷矢量描述了电磁场的能流密度（单位时间内通过单位面积的能量传输）或功率流。其公式为:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{E} \times \mathbf{B}$$

其中

- $\mathbf{S}$  是坡印廷矢量,
- $\mathbf{E}$  是电场,
- $\mathbf{B}$  是磁场。

### 10.4 光学

#### 10.4.1 波函数

弦上某点在做简谐运动时的位移可以用正弦函数来建模。受张力弦的波动方程的解为:

$$\phi(x, t) = A \sin(kx - \omega t + \delta)$$

其中

- $A$  是波的振幅,
- $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  是波数 ( $\lambda$  为波长),



- $\omega = 2\pi f$  是角频率 ( $f$  为频率),
- $\delta$  是相位常数。

### 10.4.2 透镜

#### 定理. 10.3: 折射率

介质的折射率定义为光在真空中的速度与光在该介质中的相速度之比:

$$n \equiv \frac{c}{v}.$$

在没有自由电荷的情况下, 安培定律表明

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

对法拉第定律取旋度:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B})$$

代入  $\nabla \times \mathbf{B}$  的表达式, 得

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

利用矢量恒等式

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

结合高斯定律, 我们得到

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

以速度  $v$  传播的场  $\mathbf{E}$  的标准波动方程为

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

与上式比较, 可得

$$\frac{1}{v^2} = \mu\varepsilon$$



因此，电磁波在介质中的速度为

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

对于光速， $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ 。则  $n = \sqrt{\epsilon_r\mu_r}$ ，其中  $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$  是介质的相对介电常数， $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$  是介质的相对磁导率。当  $\mu_r \approx 1$  时， $n \approx \sqrt{\epsilon_r}$ 。

#### 定理. 10.4: 斯涅尔定律

考虑两个均匀各向同性介质之间的界面，其折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$ 。设  $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别为入射光线和折射光线与界面法线的夹角。斯涅尔定律指出：

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

#### 定理. 10.5: 透镜公式

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{v} + \frac{1}{u}$$

其中

- $f$  是透镜的焦距，即从光学元件（透镜或面镜）到光线汇聚成图像点的距离，它决定了望远镜的放大倍率和视场，
- $u$  是物距（物体到透镜的距离），
- $v$  是像距（透镜到图像的距离）。

最广泛使用的符号规定是 笛卡尔符号规定：



参数	符号规定
物距 ( $u$ )	负值 (对于实物)
像距 ( $v$ )	正值 (对于实像) 负值 (对于虚像)
焦距 ( $f$ )	正值 (对于凸透镜/会聚透镜) 负值 (对于凹透镜/发散透镜)
物体高度 ( $h_o$ )	正值 (主光轴上方)
像高度 ( $h_i$ )	正值 (主光轴上方) 负值 (主光轴下方)

Table 4: 透镜公式的符号规定

**定义. 10.2: 光焦度**

对于焦距为  $f$  的透镜，其光焦度为

$$P = \frac{1}{f}$$

**定理. 10.6: 薄透镜组合**

对于两个或多个紧密贴合的薄透镜，其有效光焦度为  $\sum P$ 。

**定理. 10.7: 制镜公式**

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left[ \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - 1)d}{nR_1R_2} \right]$$

其中

- $f$  是透镜的焦距，
- $n$  是透镜材料的折射率，
- $R_1$  是透镜第一个表面的曲率半径，
- $R_2$  是透镜第二个表面的曲率半径，
- $d$  是透镜的厚度。

**证明：**我们将推导  $d \rightarrow 0$  的薄透镜情形。

考虑一个曲率半径为  $R$  的球形折射面，它分隔了折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$  的两种介质。设  $C$  为球面的曲



率中心， $V$  为顶点。我们使用如下符号规定：

- 距离从  $V$  点开始测量
- 若  $C$  在  $V$  的右侧（对物体凸起），则  $R > 0$
- 物距  $u = -s_o$ （若物体在  $V$  左侧则为负）
- 像距  $v = s_i$ （若图像在  $V$  右侧则为正）

利用傍轴（小角度）近似：

$$\sin \theta \approx \theta, \quad \tan \theta \approx \theta$$

适用于与光轴夹角很小的光线。

考虑光轴上的点物体  $O$ ，它发出的一条光线射向球面上的  $A$  点，高度为  $h$ 。由三角形  $OAC$  可知，

$$\text{入射角: } \theta_1 = \alpha + \phi$$

由三角形  $IAC$  可知，

$$\text{折射角: } \theta_2 = \phi - \beta$$

其中

$$\alpha \approx \frac{h}{-u}, \quad \beta \approx \frac{h}{v}, \quad \phi \approx \frac{h}{R}$$

这里  $u = -s_o < 0, v > 0, R$  如前所述。

傍轴形式的斯涅尔定律为：

$$n_1 \theta_1 = n_2 \theta_2$$

代入可得：

$$\begin{aligned} n_1(\alpha + \phi) &= n_2(\phi - \beta) \\ n_1 \left( \frac{h}{-u} + \frac{h}{R} \right) &= n_2 \left( \frac{h}{R} - \frac{h}{v} \right) \\ n_1 \left( \frac{1}{-u} + \frac{1}{R} \right) &= n_2 \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{v} \right) \end{aligned}$$

用笛卡尔符号规定 ( $u = -s_o, v = s_i, R$  带符号) 重写：

$$\frac{n_2}{v} - \frac{n_1}{u} = \frac{n_2 - n_1}{R}$$

考虑一个折射率为  $n_l$ 、周围介质折射率为  $n_m$  的薄透镜。该透镜具有：



- 第一球面：半径  $R_1$ （中心  $C_1$ ）
- 第二球面：半径  $R_2$ （中心  $C_2$ ）
- 厚度相对于物/像距可忽略不计（薄透镜近似）

符号规定：

- 光线从左向右传播
- 若曲率中心在表面右侧，则  $R > 0$
- 物距  $s_o > 0$ （实物在透镜左侧）
- 像距  $s_i > 0$ （实像在透镜右侧）

从介质 1  $n_m \Rightarrow$  到介质 2  $n_l$ ,

$$\frac{n_l}{v_1} - \frac{n_m}{(-s_o)} = \frac{n_l - n_m}{R_1}$$

由于  $u_1 = -s_o$ ,

$$\frac{n_l}{v_1} + \frac{n_m}{s_o} = \frac{n_l - n_m}{R_1} \quad ()$$

从介质 1  $n_l$  到介质 2  $n_m$ , 第二表面的物体是第一表面形成的像。对于薄透镜，物距为  $-v_1$ 。

$$\frac{n_m}{s_i} - \frac{n_l}{(-v_1)} = \frac{n_m - n_l}{R_2}$$

$$\frac{n_m}{s_i} + \frac{n_l}{v_1} = \frac{n_m - n_l}{R_2} \quad (*)$$

由  $()$ ,  $\frac{n_l}{v_1} = \frac{n_l - n_m}{R_1} - \frac{n_m}{s_o}$ 。由  $(*)$ ,  $\frac{n_l}{v_1} = \frac{n_m - n_l}{R_2} - \frac{n_m}{s_i}$  令  $\frac{n_l}{v_1}$  的两个表达式相等并化简, 得

$$\frac{n_m}{s_o} - \frac{n_m}{s_i} = (n_l - n_m) \left( \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right)$$

当  $s_i = f$  (像位于焦点) 时,

$$\frac{1}{f} = \frac{n_l - n_m}{n_m} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

设  $n_m = 1$  且  $n_l = n_o$

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$



## 10.5 衍射与干涉

### 10.5.1 叠加原理

叠加原理指出，当两个或多个波在空间重叠时，任意点的合成位移等于各分位移在该点的代数和。设两个谐波分别为：

$$y_1(x, t) = A_1 \sin(kx - \omega t + \phi_1)$$

$$y_2(x, t) = A_2 \sin(kx - \omega t + \phi_2)$$

根据叠加原理，合成波为：

$$\begin{aligned} y(x, t) &= y_1(x, t) + y_2(x, t) \\ &= A_1 \sin(kx - \omega t + \phi_1) + A_2 \sin(kx - \omega t + \phi_2) \end{aligned}$$

利用三角恒等式

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2},$$

我们得到

$$y(x, t) = 2A \cos\left(\frac{\phi_2 - \phi_1}{2}\right) \sin\left(kx - \omega t + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right)$$

其中  $A$  为有效振幅。

- 当  $\phi_2 - \phi_1 = 2n\pi$  时，发生相长干涉（建设性干涉）。
- 当  $\phi_2 - \phi_1 = (2n+1)\pi$  时，发生相消干涉（破坏性干涉）。

### 10.5.2 复数

回顾复数  $z$  写为：

$$z = x + iy$$

其中  $x$  是实部， $y$  是虚部， $i = \sqrt{-1}$ 。

**定理. 10.8: 欧拉公式**

$$e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$$



这在波动物理中非常有用，因为像  $A \cos(\omega t + \phi)$  这样的振荡量可以表示为复指数的实部：

$$A \cos(\omega t + \phi) = \Re(A e^{i(\omega t + \phi)})$$

### 10.5.3 杨氏双缝干涉实验

考虑被波长为  $\lambda$  的相干光照射的、间距为  $d$  的两个狭缝。在距离为  $L$  的屏幕上某一点，光程差（定义为两列波从各自波源传播到公共点距离的差值）为：

$$\delta = d \sin \theta$$

其中  $\theta$  是相对于中央亮纹的角度。

相长干涉（亮纹）的条件是

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

相消干涉（暗纹）的条件是

$$d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

对于小角度， $\sin \theta \approx \tan \theta = \frac{x}{L}$ ，其中  $x$  是条纹位移。则条纹宽度为

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$$

### 10.5.4 单缝衍射

衍射是指波绕过障碍物和孔径发生弯曲的现象。考虑宽度为  $a$  的狭缝。衍射图样极小值的条件是

$$a \sin \theta = m\lambda, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots$$

中央极大值的宽度是次级极大值的两倍。角度  $\theta$  处的强度由下式给出：

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



### 10.5.5 瑞利判据

如果一个衍射图样的中央极大值与另一个衍射图样的第一极小值重合，则称这两个点光源恰好能被分辨。瑞利判据给出了分辨两个点光源的极限：

$$\theta_R = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

**推导：**考虑直径为  $D$  的圆孔。对于波长为  $\lambda$  的单色光，点光源的远场（夫琅禾费）衍射图样是艾里斑，其强度为

$$I(\theta) = I_0 \left[ \frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right]^2$$

其中  $a = D/2$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $J_1$  是第一类 1 阶贝塞尔函数<sup>4</sup>,  $\theta$  是距光轴的角距离。

$J_1(x)$  的第一个零点出现在  $x \approx 3.8317$ 。令  $x = ka \sin \theta$ 。则

$$ka \sin \theta_{\min} = 3.8317 \implies \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta_{\min} = 3.8317$$

因此，

$$\sin \theta_{\min} \approx \frac{3.8317 \lambda}{2\pi(D/2)} \approx \frac{1.22\lambda}{D}$$

对于小角度 ( $\theta$  以弧度为单位)，

$$\theta_{\min} \approx \frac{1.22\lambda}{D}$$

这个  $\theta_{\min}$  是艾里斑的角半径（到第一个暗环）。

## 10.6 偏振

### 10.6.1 引言

偏振描述了光波电场矢量的振荡方向。光可以是：

<sup>4</sup> 贝塞尔函数是贝塞尔微分方程的解：

$$x^2 \frac{d^2y}{dx^2} + x \frac{dy}{dx} + (x^2 - \nu^2)y = 0,$$

其中  $\nu$  是常数，通常称为贝塞尔函数的阶数。

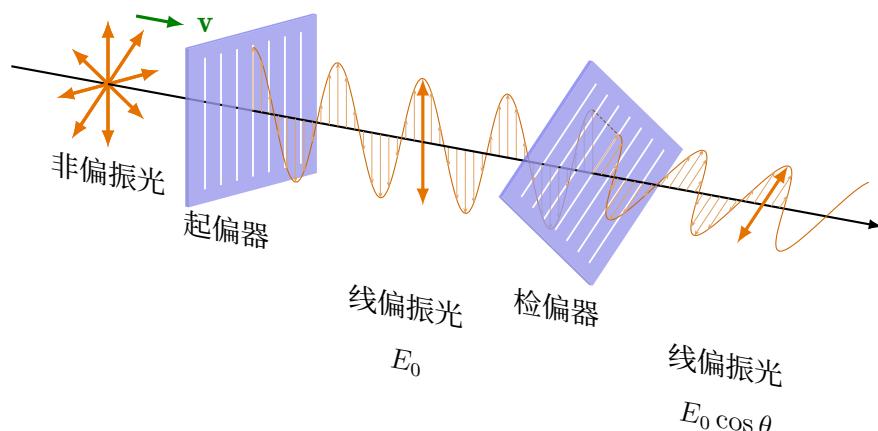
第一类贝塞尔函数  $J_\nu(x)$  定义为以下级数展开：

$$J_\nu(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m! \Gamma(m + \nu + 1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2m+\nu}$$

其中  $\Gamma(z) = \int_0^\infty x^{z-1} e^{-x} dx$  (当  $\Re(z) > 0$  时)



- **非偏振的:** 电场指向随机方向 (如阳光)。
- **线偏振的:** 电场沿单一方向振荡。
- **圆偏振的:** 电场随光传播旋转成圆形。
- **椭圆偏振的:** 电场描绘出椭圆的一般情况。



有几种获得偏振光的方法:

- **反射偏振:** 当光线以特定角度 (布鲁斯特角,  $\theta_B$ ) 反射时, 反射光会变成完全偏振光:

$$\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$$

其中  $n_1$  和  $n_2$  是两种介质的折射率。

- **吸收偏振:** 偏振片 (起偏器) 只允许特定方向的电场分量通过。当线偏振光穿过偏振片时, 透射光强  $I$  由下式给出:

$$I = I_0 \cos^2 \theta \text{ (马吕斯定律)}$$

其中

- $I_0$  是光的初始强度。
- $\theta$  是光偏振方向与偏振片轴之间的夹角。

### 10.6.2 法拉第旋转

法拉第效应 (或法拉第旋转) 是一种磁光现象, 即当线偏振光穿过置于传播方向上的强静磁场中的材料时, 其偏振面会发生旋转。这是历史上第一个将光与电磁学联系起来的证据。



当线偏振光穿过长度为  $L$ 、置于磁场  $\mathbf{B}$ （平行于传播方向）中的透明材料时，偏振面的旋转角  $\beta$  为：

$$\beta = VBL$$



# 11 量子力学

## 11.1 原子结构

### 11.1.1 历史发展

- **汤姆孙模型 (1897)**: “枣糕模型”，电子嵌入在均匀的正电荷球体中。
- **卢瑟福模型 (1911)**: 基于  $\alpha$  粒子散射实验提出的“核式结构模型”。
- **玻尔模型 (1913)**: 引入了量子化轨道的概念。
- **量子力学模型**: 描述电子在空间中出现的概率，即“电子云/轨道”模型。

### 11.1.2 引言

原子由以下部分组成：

- **原子核**: 包含质子 ( $p^+$ ) 和中子 ( $n$ )。
- **电子**: 在轨道上运动的带负电粒子。

粒子	符号	电荷	质量 (u)
质子	$p$ 或 ${}_1^1H$	+1	1.007276
中子	$n$	0	1.008665
电子	$e^-$	-1	0.000549

Table 5: 基本原子粒子及其性质

对于元素 X，其表示符号为：

$${}_{Z}^{A}X$$

其中：

- $A$  是质量数 (质子数 + 中子数)，
- $Z$  是原子序数 (质子数)，
- 我们定义  $N$  为中子数 ( $N = A - Z$ )。



示例： $^{12}_6C_6$  拥有 6 个质子和 6 个中子。

原子核的实际质量总是小于其组成粒子的质量之和，这一差值称为质量亏损：

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_{\text{原子核}}$$

其中：

- $\Delta m$  表示质量亏损，
- $m_p$  表示质子质量，
- $m_n$  表示中子质量，
- $m_{\text{原子核}}$  表示实测的核质量。

根据爱因斯坦的质能方程：

$$E = mc^2$$

其结合能 (Binding Energy) 为：

$$BE = \Delta m \cdot c^2$$

在计算中，使用原子质量单位 (u) 更加方便，其中  $1 u = 931.5 \text{ MeV}/c^2$ ：

$$BE (\text{MeV}) = \Delta m (u) \times 931.5$$

### 11.1.3 核衰变

类型	释放粒子	核电荷/质量变化	穿透力
阿尔法 ( $\alpha$ )	$^{4}_2He$ 原子核	$Z \rightarrow Z - 2, A \rightarrow A - 4$	低
贝塔 ( $\beta^-$ )	电子 ( $e^-$ )	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$	中
贝塔 ( $\beta^+$ )	正电子 ( $e^+$ )	$p \rightarrow n + e^+ + \nu$	中
伽马 ( $\gamma$ )	光子 ( $\gamma$ )	$Z$ 和 $A$ 均不改变	高

Table 6: 放射性衰变的类型

放射性衰变遵循一级动力学规律：

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$



其中：

- $N(t)$  是时刻  $t$  的原子核数量，
- $N_0$  是初始原子核数量，
- $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$  是衰变常数， $t_{1/2}$  为半衰期（原子核数量减少到一半所需的时间）。

#### 11.1.4 中微子

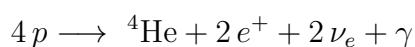
中微子是轻子家族的一员。它们呈电中性且质量极其微小，因此极难被探测。中微子仅通过弱相互作用和引力与其他物质发生作用，这使它们能够几乎不受阻碍地穿透物体。中微子共有三种类型（味），分别对应其关联的带电轻子：

- 电子中微子 ( $\nu_e$ )
- $\mu$  中微子 ( $\nu_\mu$ )
- $\tau$  中微子 ( $\nu_\tau$ )

这些粒子产生于各种高能物理过程，如恒星内部的核反应、宇宙射线相互作用以及超新星爆发。

**太阳中微子** 太阳是中微子的主要来源，尤其是电子中微子 ( $\nu_e$ )。这些中微子是在太阳核心的核聚变过程中产生的。太阳中占主导地位的聚变反应是“质子-质子链反应”(p-p 链)，它是太阳能量产生的主要途径。在此过程中，四个质子聚变成一个氦核，同时释放出伽马射线、中微子和正电子。

其总反应式可表示为：



## 11.2 波粒二象性

德布罗意 (Louis de Broglie) 提出，所有物质都具有波动性质。德布罗意波长公式为：

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

其中：

- $\lambda$  是德布罗意波长，
- $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$  是普朗克常数，
- $p$  是粒子的动量。



### 11.3 普朗克方程

对于频率为  $\nu$  的电磁波，光子的能量由下式给出：

$$E = h\nu$$

### 11.4 氢原子的玻尔模型

#### 11.4.1 玻尔假设

1. 电子在库仑引力的作用下围绕质子做圆周运动。
2. 电子只能在特定的离散轨道上运动。
3. 电子的角动量是量子化的。
4. 只有当电子在不同轨道间跃迁时，才会发射或吸收辐射。

#### 11.4.2 公式推导

质子与电子之间的静电引力为：

$$F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

对于圆周运动，向心力为：

$$F = \frac{mv^2}{r}$$

联立两式：

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \implies v^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{mr}$$

玻尔假设角动量量子化：

$$L = mvr = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \implies v = \frac{n\hbar}{mr}$$

代入  $v$  的表达式：

$$\left(\frac{n\hbar}{mr}\right)^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{mr}$$

解得轨道半径  $r_n$ ：

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2} n^2$$

定义玻尔半径  $a_0$ ：

$$a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{me^2} \implies r_n = a_0 n^2$$



总能量为动能与势能之和：

$$E = K + U = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r}$$

由于  $K = \frac{1}{2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r}$ , 总能量可简化为：

$$E = -\frac{1}{2}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r}$$

代入  $r_n$ , 得到能级公式：

$$E_n = -\frac{me^4}{2(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^2}\frac{1}{n^2} = \frac{-13.6 \text{ eV}}{n^2}$$

### 11.4.3 波函数

在量子力学中, 粒子的状态由一个复值函数完全描述, 称为波函数, 记作  $\psi(x, t)$ 。波函数包含了关于系统的所有可测量信息。

波函数的物理意义由玻恩定则 (Born rule) 给出：在时刻  $t$ 、位置  $x$  找到粒子的概率密度为

$$P(x, t) = |\psi(x, t)|^2.$$

由于粒子必须存在于空间中的某个位置, 因此在全空间找到粒子的总概率必须等于 1。这引出了归一化条件：

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, t)|^2 dx = 1.$$

### 11.4.4 定态薛定谔方程

定态薛定谔方程表示为：

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V(r)\psi = E\psi$$

其中库仑势为：

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r}$$

使用分离变量法：

$$\psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y_{\ell m}(\theta, \phi)$$

径向方程变为：

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dR}{dr} + \left[\frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2}\right]R = 0$$



通过求解该方程并要求波函数在无穷远处趋于零且可归一化，我们再次得出能量的量子化结果：

$$E_n = -\frac{me^4}{2(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^2} \frac{1}{n^2}$$

## 11.5 不确定性原理

海森堡 (Werner Heisenberg) 证明，某些物理量对（如位置与动量）无法同时被精确测量。最著名的关  
系式是：

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

其中：

- $\Delta x$  是位置的不确定度
- $\Delta p$  是动量的不确定度
- $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  是约化普朗克常数

**示例：**考虑一个粒子（如电子）通过宽度为  $a$  的狭缝。由于位置在  $x$  方向受到限制，其不确定度  $\Delta x \sim a$ 。通过狭缝后，粒子会发生衍射，导致其在  $x$  方向上的动量产生散布。根据单缝衍射的第一极小值条件  $a \sin \theta \sim \lambda$ ，结合德布罗意关系  $\lambda = h/p$ ，可以推导出：

$$\Delta x \Delta p_x \sim a \cdot \frac{h}{a} \sim h \sim \hbar$$

这完美契合了海森堡不确定性原理。此外，能量与时间也存在类似的关系：

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

不确定性原理并非源于实验仪器的局限，而是量子系统固有的基本属性。粒子在同一时刻并不具备精确定义的位置和动量。



## 12 Stellar Astrophysics

### 12.1 Stellar Classifications

Stars can be classified by their internal structure:

- **Main Sequence Stars:** Hydrogen-burning core, radiative or convective energy transport. Governed by mass-luminosity relation:

$$\frac{L}{L_\odot} \approx \begin{cases} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4.0} & \text{for } M > 10M_\odot \\ \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{3.5} & \text{for } 0.5 < M < 10M_\odot \\ \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{2.3} & \text{for } M < 0.5M_\odot \end{cases}$$

- **Giant Stars:** Expanded envelope, hydrogen shell burning around inert helium core.
- **Supergiants:** Massive stars with complex layered burning (H, He, C, O, Si shells).
- **White Dwarfs:** Electron-degenerate cores, supported by electron degeneracy pressure.
- **Neutron Stars:** Neutron-degenerate matter, extreme density ( $\sim 10^{17}$  kg/m<sup>3</sup>).
- **Black Holes:** Gravitational collapse beyond neutron degeneracy pressure support.

Stars can also be classified by their composition:

Population	Metallicity [Fe/H]	Characteristics
Population I	$\geq -0.5$	Metal-rich, disk stars, young
Population II	-1.0 to -0.5	Metal-poor, halo stars, old
Population III	$\ll -1.0$	Zero metals, first generation

Table 7: Stellar Populations

Metallicity affects stellar evolution:

- Opacity changes with metal content
- Lower metallicity stars are hotter and bluer at given mass
- Metallicity influences mass loss rates



Stars can also be classified by their activity:

- **Flare Stars** (UV Ceti type): M-dwarfs with magnetic reconnection events: Magnetic reconnection is a fundamental plasma physics process where the topology of magnetic field lines is rearranged, converting magnetic energy into kinetic energy, thermal energy, and particle acceleration.
- **Rotational Classes:**
  - Slow rotators:  $v_{\text{eq}} < 10 \text{ km/s}$  (Sun: 2 km/s)
  - Fast rotators:  $v_{\text{eq}} > 50 \text{ km/s}$  (young stars)
- **Magnetic Activity:**

$$R'_{HK} = \frac{L_{HK}}{L_{\text{bol}}}$$

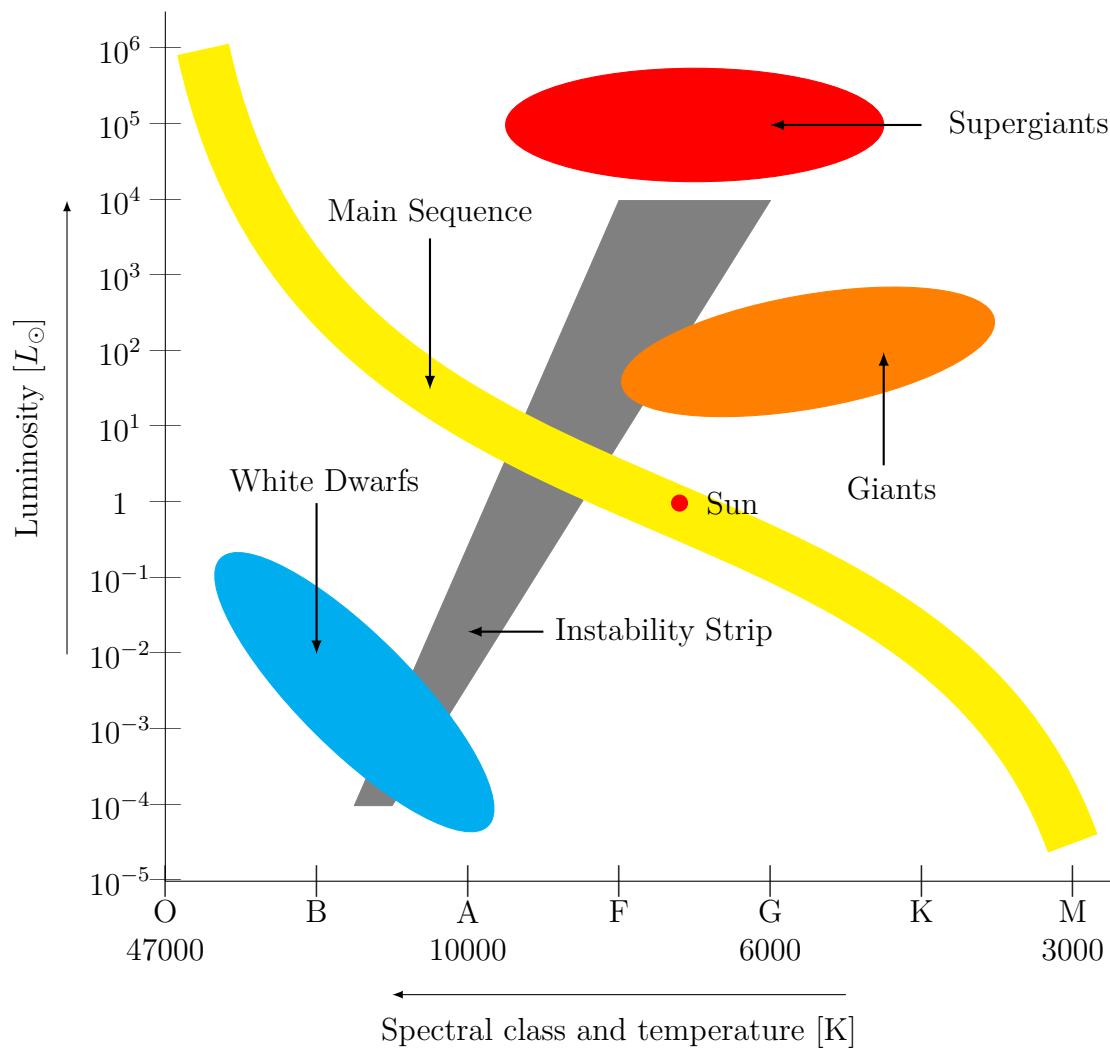
where  $L_{HK}$  is the luminosity in the Calcium II H & K lines and  $L_{\text{bol}}$  is the bolometric luminosity: Total power output across all wavelengths (from radio to X-rays). This ratio tells what fraction of the star's total energy output is being emitted specifically from its magnetically heated chromosphere via these Calcium lines as Calcium II is singly-ionized calcium.

## 12.2 HR Diagram

### 12.2.1 Introduction

The Hertzsprung-Russell diagram (HR diagram) is one of the most important tools in astrophysics, independently developed by Ejnar Hertzsprung (1905-1911) and Henry Norris Russell (1913). It revolutionized our understanding of stellar evolution by revealing patterns in stellar properties.



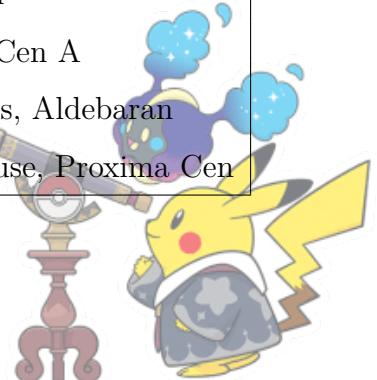


### 12.2.2 Spectral Types and Temperature

Each spectral type corresponds to a particular range of temperatures and characteristics. The order from hottest to coolest stars is as follows:

Spectral Type	Temp (K)	Color	Mass ( $M_{\odot}$ )	Examples
O	30,000-50,000	Blue	15-90	$\zeta$ Puppis
B	10,000-30,000	Blue-white	2-15	Rigel, Spica
A	7,500-10,000	White	1.4-2	Sirius, Vega
F	6,000-7,500	Yellow-white	1.04-1.4	Procyon
G	5,200-6,000	Yellow	0.8-1.04	Sun, $\alpha$ Cen A
K	3,700-5,200	Orange	0.45-0.8	Arcturus, Aldebaran
M	2,400-3,700	Red	0.08-0.45	Betelgeuse, Proxima Cen

Table 8: MK Spectral Classification System



The sequence "O, B, A, F, G, K, M" can be difficult to remember due to the variety of letters. To aid in memorization, astronomers and students often use mnemonics. A common mnemonic for remembering the spectral types in order is

*"Oh Be A Fine Girl/Guy, Kiss Me!"*

This mnemonic associates each letter with a word:

- **O** - Oh
- **B** - Be
- **A** - A
- **F** - Fine
- **G** - Girl/Guy
- **K** - Kiss
- **M** - Me

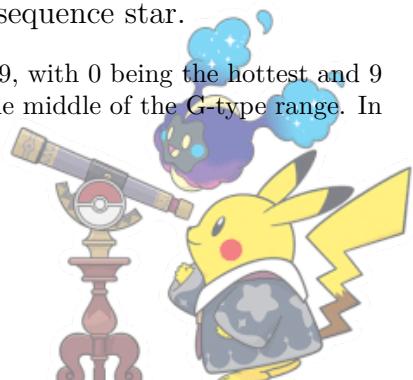
In addition to spectral types, stars are also classified based on their luminosity, which is related to their size and brightness. This is done using Roman numerals from I to V:

- **I**: Supergiants (e.g., Betelgeuse)
- **II**: Bright giants
- **III**: Giants (e.g., Alpha Centauri)
- **IV**: Subgiants
- **V**: Main sequence stars (e.g., the Sun)

The full classification of a star would be a combination of both spectral type and luminosity class. For example, our Sun is classified as a **G2V**<sup>5</sup> star, meaning it is a G-type main sequence star.

---

<sup>5</sup>2 is a subclass number that further refines the classification. The scale goes from 0 to 9, with 0 being the hottest and 9 being the coolest in each spectral type. The number 2 indicates that the star is towards the middle of the G-type range. In this case, a G2 star has a temperature closer to 5,800 K.



### 12.2.3 Turn-Off Point

The **turn-off point** is an important feature in the HR diagram that helps astronomers determine the age of a star cluster. It represents the point where stars, after exhausting the hydrogen in their cores, begin to leave the main sequence and evolve into red giants. The position of the turn-off point on the diagram depends on the mass of the stars in the cluster.

Note that

$$\text{Age of Cluster} = \frac{M}{L} \propto \frac{M}{M^{3.5}} = \frac{1}{M^{2.5}}$$

where we use the mass of the star at the turn-off point  $M$ .

## 12.3 Stellar Evolution

### 12.3.1 Stellar Formation

Stars form from giant clouds of gas and dust called **molecular clouds** or **nebulae**. The process includes:

- **Gravitational Collapse:** Regions with higher density collapse under gravity.
- **Protostar Formation:** As the cloud collapses, a dense core forms and heats up due to gravitational energy.
- **Accretion:** Surrounding material falls onto the protostar, increasing its mass and temperature.

### 12.3.2 Pre-Main Sequence Stars

Before reaching the main sequence, stars go through the **pre-main sequence (PMS)** phase:

- The protostar contracts and heats up.
- Energy is produced mainly by gravitational contraction, not nuclear fusion.
- PMS stars follow **Hayashi tracks** (for lower-mass stars) or **Henyey tracks** (for higher-mass stars) on the Hertzsprung-Russell diagram.

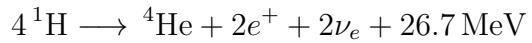
### 12.3.3 Main Sequence Stars

A star enters the **main sequence** when hydrogen fusion begins in its core.

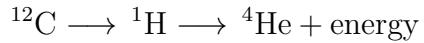
- Core hydrogen fusion converts hydrogen into helium via the **proton-proton chain** (low-mass stars) or **CNO cycle** (high-mass stars).



- Proton-Proton Chain:



- CNO Cycle:



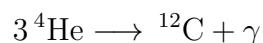
- The star achieves **hydrostatic equilibrium**: gravity balanced by radiation pressure from fusion.
- The main sequence lifetime depends on stellar mass; higher-mass stars burn faster and live shorter lives.

#### 12.3.4 Post-Main Sequence Stars

After hydrogen in the core is exhausted, stars evolve differently depending on their mass.

##### Low to Intermediate-Mass Stars ( $< 8M_\odot$ )

- Expand into **Red Giants**.
- Helium fusion begins in the core (**triple-alpha process**):



- May go through **asymptotic giant branch (AGB)** phase before shedding outer layers.

##### High-Mass Stars ( $> 8M_\odot$ )

- Expand into **supergiants**.
- Fuse heavier elements in successive shells (C, O, Si, etc.).
- Form an **iron core**, which cannot undergo fusion to produce energy.

#### 12.3.5 Supernovae

- Massive stars end their lives in a **core-collapse supernova** (Type II).
- The core collapses, and outer layers are expelled violently.
- Supernovae enrich the interstellar medium with heavy elements.



### 12.3.6 Planetary Nebulae

- Formed by low to intermediate-mass stars shedding their outer layers.
- The exposed core emits ultraviolet radiation, ionizing the ejected gas.
- Eventually fades to leave a **white dwarf**.

### 12.3.7 End States of Stars

- **White Dwarfs:** Remnants of low/intermediate-mass stars. Supported by electron degeneracy pressure.
- **Neutron Stars:** Remnants of core-collapse supernovae of stars with  $8 - 20M_{\odot}$ . Supported by neutron degeneracy pressure.
- **Black Holes:** Remnants of very massive stars ( $> 20M_{\odot}$ ). Gravity overwhelms all forms of degeneracy pressure.

## 12.4 Magnitude System

### 定义. 12.1: Luminosity

**Luminosity** is the *total amount of energy emitted by a source per unit time*.

### 定义. 12.2: Luminance

**Luminance** is the amount of *visible light emitted or reflected in a given direction per unit area per unit solid angle*. It describes how bright a surface appears to the human eye.

Property	Luminosity	Luminance
Physical meaning	Total power emitted	Brightness per area per direction
Depends on distance	No	No (but depends on direction)
Depends on area	Indirectly	Directly
SI unit	Watt (W)	cd/m <sup>2</sup>
Usually used in	Astrophysics	Optics



### 定义. 12.3: Flux

The **flux** ( $F$  or  $\Phi$ ) is the total energy received from an astronomical object per unit time per unit area. It represents the power (energy per unit time) crossing a unit area oriented perpendicular to the direction of propagation.

For a source emitting total luminosity  $L$  isotropically, the flux measured at distance  $r$  is

$$F = \frac{L}{4\pi r^2}$$

### 定义. 12.4: Solid Angle

The **solid angle** measures the three-dimensional angular size of an object as seen from a point. It is defined as

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2}$$

where

- $dA$  is an area element on a sphere of radius  $r$ ,
- $d\Omega$  is the corresponding solid angle.

### 定义. 12.5: Intensity

The flux per unit solid angle is called **intensity**:

$$I = \frac{dF}{d\Omega}$$

### 定义. 12.6: Spectral Flux Density

The **spectral flux density** ( $F_\lambda$  or  $F_\nu$ ) is the flux per unit wavelength or frequency interval. It describes how the flux is distributed across the electromagnetic spectrum.

The **solar constant** is the flux received from the Sun at Earth's distance:

$$F_\odot = 1361 \text{ W m}^{-2} = 1.361 \times 10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

This represents the total solar power (all wavelengths) incident on 1 m<sup>2</sup> at 1 AU.



**定义. 12.7: Apparent Magnitude**

It refers to the brightness of an object **as observed from Earth**, given by

$$m = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F}{F_0} \right)$$

where  $F_0$  is the reference flux for zero magnitude. The zero-point  $F_0$  is calibrated using standard stars. Originally, Vega ( $\alpha$  Lyrae) was defined to have magnitude 0.0 in all filters. Modern systems use more precisely defined spectrophotometric standards.

Ancient astronomers (especially Hipparchus, 150 BCE) ranked stars by eye:

1. 1st magnitude means the brightest (e.g. Sirius and Vega)
2. 6th magnitude means faintest visible to the naked eye

Much later (1856), Norman Pogson put this on a mathematical footing. He defined the scale so that a difference of 5 magnitudes corresponds to a brightness ratio of 100.

$$\frac{F_1}{F_2} = 100 \text{ when } m_2 - m_1 = 5$$

Assume magnitude difference is proportional to the logarithm of the flux ratio:

$$m_2 - m_1 = k \log_{10} \left( \frac{F_1}{F_2} \right)$$

By Pogson's condition,  $5 = 2k \implies k = 2.5$ . Take star 1 as the reference star:  $m_1 = 0, F_1 = F_0$  gives  $m = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F}{F_0} \right)$ . Later, the logarithmic scale was found to match the Weber-Fechner law in psychophysics, which states that perceived sensation is proportional to the logarithm of stimulus intensity.

**定义. 12.8: Absolute Magnitude**

The brightness an object would have if placed at a standard distance of **10 parsecs** (32.6 light-years):

$$M = m - 5 \log_{10} \left( \frac{d}{10 \text{ pc}} \right)$$

where  $d$  is the distance to the object in parsecs.



### 定义. 12.9: Distance Modulus

The difference between apparent and absolute magnitude relates directly to distance:

$$\mu = m - M = 5 \log_{10} d - 5$$

### 定义. 12.10: Limiting Magnitude

The limiting magnitude is the faintest apparent magnitude of a celestial object that can be detected with a given instrument under specific observing conditions. It represents the threshold between what is observable and what is not. It is given by

$$m_{\text{lim}} = m_{\text{eye}} + 5 \log \left( \frac{D}{d_{\text{eye}}} \right) + 2.5 \log_{10} \left( \frac{\text{Transmission}}{0.95} \right)$$

where

1.  $m_{\text{eye}}$  is the naked-eye limiting magnitude (typically 6.0 under ideal conditions),
2.  $D$  is the telescope aperture,
3.  $d_{\text{eye}}$  is the dark-adapted pupil diameter (typically 7 mm), and
4. Transmission is the optical transmission coefficient.

### 定义. 12.11: Bolometric Magnitude

The **bolometric magnitude** ( $m_{\text{bol}}$  or  $M_{\text{bol}}$ ) is a measure of an astronomical object's total electromagnetic luminosity across all wavelengths, from gamma rays to radio waves. Unlike filter-specific magnitudes, it accounts for *all* emitted radiation.

The bolometric magnitude is defined through the **bolometric flux**  $F_{\text{bol}}$ , which is the integral of the spectral flux density over all wavelengths:

$$F_{\text{bol}} = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} F_{\nu} d\nu$$

The apparent bolometric magnitude is then

$$m_{\text{bol}} = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F_{\text{bol}}}{F_{\text{bol},0}} \right)$$



where  $F_{\text{bol},0}$  is the reference bolometric flux for zero magnitude.

### 定义. 12.12: Bolometric Correction

It refers to the difference between bolometric and visual magnitudes:

$$BC = M_{\text{bol}} - M_V$$

or for apparent magnitudes:

$$BC = m_{\text{bol}} - m_V$$

The Sun's magnitude is assumed to be bolometric by convention. Therefore, it is common to use

$$M_{\text{bol}} - M_\odot = -2.5 \log_{10} \left( \frac{L}{L_\odot} \right).$$

**Example. (2013 IOAA)** A star has visual apparent magnitude  $m_V = 12.2$  mag, parallax  $\pi = 0.001''$  and effective temperature  $T_{\text{eff}} = 4000$  K. Its bolometric correction is B.C. =  $-0.6$  mag.

(a) Find its luminosity as a function of the solar luminosity.

(b) What type of star is it?

(i) a red giant

(ii) a blue giant

(iii) a red dwarf

Please write (i), (ii) or (iii) in your answer sheet.

(a) First, the absolute visual magnitude is obtained from

$$M_V - m_V = 5 - 5 \log r$$

or equivalently,

$$M_V - m_V = 5 + 5 \log \pi$$

Thus,

$$M_V = 12.2 + 5 + 5 \log(0.001) = 12.2 + 5 - 15 = 2.2 \text{ mag}$$



The bolometric correction is defined as

$$\text{B.C.} = M_{\text{bol}} - M_V$$

so

$$M_{\text{bol}} = \text{B.C.} + M_V = -0.6 + 2.2 = 1.6 \text{ mag}$$

The luminosity is calculated using

$$M_{\odot} - M_{\text{bol}} = 2.5 \log \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right)$$

where  $M_{\odot} = 4.72$  mag. Hence,

$$4.72 - 1.6 = 2.5 \log \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right)$$

$$\log \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right) = 1.25$$

and therefore

$$L = 17.7 L_{\odot}$$

- (b) A star with  $M_{\text{bol}} = 1.6$  mag, luminosity  $L = 17.7 L_{\odot}$ , and effective temperature  $T_{\text{eff}} = 4000$  K is much brighter and cooler than the Sun. Therefore, it is **(i) a red giant star.**

## 12.5 Albedo

**Albedo** is a dimensionless physical quantity that measures the reflectivity of a surface. It is defined as the fraction of incident electromagnetic radiation (usually sunlight) that is reflected by a surface.

If a surface receives an incident radiant power  $P_{\text{in}}$  and reflects a power  $P_{\text{ref}}$ , its albedo  $\alpha$  is defined as

$$\alpha = \frac{P_{\text{ref}}}{P_{\text{in}}}, \quad 0 \leq \alpha \leq 1$$

Assuming the planet radiates as a black body and is in thermal equilibrium, the absorbed power equals emitted power:

$$(1 - \alpha)\pi R^2 S = 4\pi R^2 \sigma T^4$$



where  $\sigma$  is the Stefan–Boltzmann constant.

Solving for the equilibrium temperature  $T$ :

$$T = \left( \frac{(1 - \alpha)S}{4\sigma} \right)^{1/4}$$

## 12.6 Geometric Albedo

The **geometric albedo** is a dimensionless quantity that measures how bright an astronomical body appears when observed at *full phase* (i.e. zero phase angle), compared to an idealized reference surface. Let

- $\alpha$  be the **phase angle**, defined as the angle between the incident radiation from the source (e.g. the Sun) and the direction to the observer, as seen from the object,
- $\alpha = 0$  correspond to **full illumination** (observer directly behind the light source).

We introduce a reference surface:

A perfectly diffusing (Lambertian) flat disk with the same cross-sectional area as the object, illuminated and observed at normal incidence.

A Lambertian surface reflects radiation isotropically, obeying Lambert's cosine law:

### 定理. 12.1: Lambert's Cosine law

A surface obeys **Lambert's cosine law** if its radiance is independent of direction:

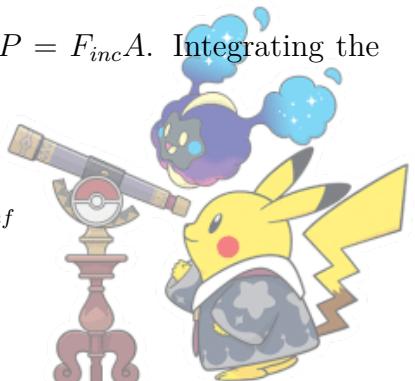
$$I(\theta, \phi) = I_0 = \text{constant}$$

For a Lambertian surface, the power emitted into solid angle  $d\Omega$  is

$$dP = I_0 \cos \theta dA d\Omega$$

If the incident solar flux is  $F_{inc}$ , a perfectly reflecting disk intercepts power  $P = F_{inc}A$ . Integrating the Lambertian emission over a hemisphere:

$$P_{reflected} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_{ref} \cos \theta \sin \theta A d\theta d\phi = \pi A I_{ref}$$



Equating incident and reflected power ( $P_{reflected} = F_{inc}A$ ), we find:

$$I_{ref} = \frac{F_{inc}}{\pi}$$

The geometric albedo  $p$  is defined as

$$p = \frac{I_{object}(\alpha = 0)}{I_{ref}} = \frac{\pi I_{object}(\alpha = 0)}{F_{inc}}$$

The total energy reflected in all directions is characterized by the **Bond Albedo** ( $A_B$ ), related to  $p$  by the **phase integral**  $q$ :

$$A_B = p \cdot q, \quad q = 2 \int_0^\pi \Phi(\alpha) \sin \alpha d\alpha$$

where  $\Phi(\alpha)$  is the phase function, which is the relative brightness of the object as a function of the phase angle, normalized such that  $\Phi(0) = 1$ .

## 12.7 Color Indices

Color indices quantify the color of astronomical objects by measuring the difference in magnitude between two different wavelength bands:

$$C = m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}$$

where  $m_{\lambda_1}$  and  $m_{\lambda_2}$  are apparent magnitudes measured through different filters.

Filter	Center ( $\lambda_c$ , nm)	FWHM (nm)	Typical Use
U	365	66	Ultraviolet continuum
B	445	94	Blue light, Balmer break
V	551	88	Visual (photopic)
R	658	138	Red continuum
I	806	149	Near-infrared

Table 9: Johnson-Cousins photometric system filters



The followings are the common color indices to use:

$$U - B = m_U - m_B$$

$$B - V = m_B - m_V$$

$$V - R = m_V - m_R$$

$$V - I = m_V - m_I$$

The observed color index is affected by interstellar extinction:

$$(B - V)_{\text{obs}} = (B - V)_0 + E(B - V)$$

where  $E(B - V)$  is the color excess:

$$E(B - V) = A_B - A_V$$

where  $A_B$  is the extinction in  $B$ -band in mag and  $A_V$  is the extinction in  $V$ -band in mag.

## 12.8 Atmospheric Extinction

Atmospheric extinction reduces the observed flux:

$$m_{\lambda, \text{obs}} = m_{\lambda, \text{true}} + k'_{\lambda} \cdot X$$

where

- $k'_{\lambda}$  is the extinction coefficient (mag/airmass) and
- $X$  is the airmass (dimensionless) which quantifies the atmosphere's thickness along a light's path.

For a plane-parallel atmosphere,

$$X = \sec z$$

where  $z$  is the zenith distance ( $z = 90^\circ - \text{altitude}$ ).



## 12.9 Optical Depth

Optical depth  $\tau_\nu$  describes attenuation by comparing the initial intensity  $I_\nu(0)$  and the transmitted intensity  $I_\nu(s)$ :

$$\tau_\nu(s) \equiv -\ln \left( \frac{I_\nu(s)}{I_\nu(0)} \right).$$

Extinction in magnitudes  $A_\lambda$  is related to optical depth by

$$A_\lambda = 2.5 \log_{10}(e\tau_\lambda) = 1.086 \tau_\lambda.$$

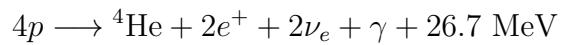
as

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\tau_\lambda} = 10^{-0.4A_\lambda}.$$

## 12.10 Study of the Sun

### 12.10.1 Composition

The Sun is primarily composed of hydrogen and helium, with trace amounts of heavier elements. Hydrogen nuclei (protons) undergo nuclear fusion in the solar core:



powering the Sun through the proton-proton chain.

### 12.10.2 Internal Structure

#### 1. Core:

- Radius:  $\sim 0.2 R_\odot$
- Site of nuclear fusion:  $4p \Longrightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e + 26.7 \text{ MeV}$
- Temperature:  $\sim 1.5 \times 10^7 \text{ K}$

#### 2. Radiative Zone:

- Energy transported by radiation
- Temperature gradient decreases outward

#### 3. Convective Zone:



- Energy transported by convection
- Outer  $\sim 30\%$  of Sun's radius
- Convection cells cause granulation on the photosphere

### 12.10.3 Atmosphere

- **Photosphere:** Visible surface;  $T \sim 5800$  K
- **Chromosphere:** Above photosphere; hotter than photosphere;  $T \sim 10^4$  K
- **Corona:** Outermost layer;  $T \sim 10^6$  K; source of solar wind

### 12.10.4 Solar Surface Activities

**Sunspots** Sunspots are temporary dark regions on the solar photosphere (visible surface of the Sun) caused by strong magnetic fields.

### 12.10.5 Solar Wind

The solar wind is a continuous outflow of plasma from the solar corona. The solar wind consists mainly of

- Protons ( $p^+$ )
- Electrons ( $e^-$ )
- Alpha particles ( $\alpha = {}^4\text{He}^{2+}$ )

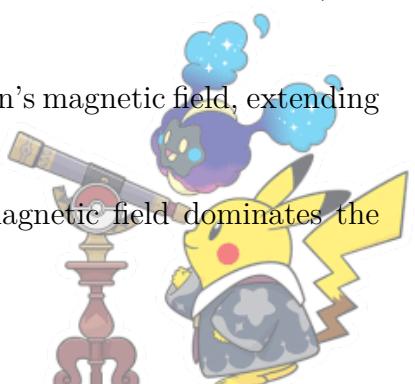
The solar corona has high temperature ( $T \sim 1 \times 10^6$  K). The sound speed is

$$c_s \sim \sqrt{\frac{k_B T}{m_p}}$$

As the corona cannot remain static with such high thermal pressure, the plasma expands outward, forming the solar wind. (**Remark:** Plasma is often called the fourth state of matter. It is a fully or partially ionized gas, meaning that a significant fraction of the atoms or molecules are electrically charged (ions and electrons).)

The **heliosphere** is the region of space dominated by the solar wind and the Sun's magnetic field, extending well beyond the orbit of Pluto.

The **magnetosphere** is the region around a planet where the planetary magnetic field dominates the motion of charged particles, protecting the planet from the solar wind.



## 12.11 Binary Star

Binary star systems consist of two stars orbiting around their common center of mass.

### 12.11.1 Different Types of Binary Stars

**Visual Binaries** They refer to the stars that can be resolved individually through telescopes. Their orbits can be directly observed over time.

**Spectroscopic Binaries** They refer to the stars that can be detected through periodic Doppler shifts in their spectral lines. They can be further identified as

- **Single-lined spectroscopic binaries (SB1):** Only one set of spectral lines is visible
- **Double-lined spectroscopic binaries (SB2):** Both sets of spectral lines are visible

**Eclipsing Binaries** They are the systems where the orbital plane is nearly edge-on to our line of sight, causing periodic eclipses. These provide the most complete information about stellar parameters.

**Astrometric Binaries** They can be detected through the wobble of one star's proper motion due to an unseen companion.

### Interacting Binaries

- Mass transfer occurs when one star fills its Roche lobe.
- Examples: Cataclysmic variables, X-ray binaries.

### Peculiar Binary Systems

- Systems with unusual properties such as extremely short orbital periods or highly eccentric orbits.
- Examples: Contact binaries, Algol-type binaries.

### 12.11.2 Modified Kepler's Third Law

For a binary system, Kepler's third law relates the orbital period  $P$ , semi-major axis  $a$ , and total mass  $M$ :

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)}$$



where

- $P$  is the orbital period,
- $a$  is the semi-major axis of the relative orbit, and
- $M_1, M_2$  are the masses of the two stars

### 12.11.3 Mass Function

For spectroscopic binaries, we measure the **mass function**. For single-lined spectroscopic binaries,

$$f(M) = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P}{2\pi G} v_{1,r}^3$$

For double-lined spectroscopic binaries, we can determine the mass ratio:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{v_{2,r}}{v_{1,r}}$$

**Proof.** We begin with Kepler's third law for two bodies orbiting their common center of mass:

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)}$$

where  $a = a_1 + a_2$  is the total separation between the stars, and  $a_1, a_2$  are their distances from the center of mass.

The center of mass condition gives

$$a_1 M_1 = a_2 M_2$$

From this, we can write the mass ratio:

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{M_2}{M_1} \tag{6}$$

Also, the total separation can be expressed in terms of  $a_1$ :

$$a = a_1 + a_2 \tag{7}$$

$$= a_1 + a_1 \frac{M_1}{M_2} \quad (\text{from Equation 6})$$

$$= a_1 \left( \frac{M_1 + M_2}{M_2} \right)$$



For the visible star (star 1), we measure its **radial velocity amplitude**  $v_{1,r}$ . The true orbital speed  $v_1$  is related to the observed radial velocity by the inclination:

$$v_{1,r} = v_1 \sin i \quad (10)$$

For a circular orbit ( $e = 0$ ), the orbital speed is constant and given by

$$v_1 = \frac{2\pi a_1}{P} \quad (11)$$

Combining Equations 10 and 11:

$$v_{1,r} = \frac{2\pi a_1 \sin i}{P} \quad (12)$$

From Equation 12, we can solve for  $a_1$ :

$$a_1 = \frac{P v_{1,r}}{2\pi \sin i}$$

Now substitute Equation 9 into Kepler's law (Equation 12.11.3):

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(M_1 + M_2)} \left[ a_1 \left( \frac{M_1 + M_2}{M_2} \right) \right]^3 \quad (13)$$

$$= \frac{4\pi^2 a_1^3}{G(M_1 + M_2)} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^3}{M_2^3} \quad (14)$$

$$= \frac{4\pi^2 a_1^3}{G} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_2^3} \quad (15)$$

Now substitute  $a_1$  from Equation 12.11.3 into Equation 15:

$$\begin{aligned} P^2 &= \frac{4\pi^2}{G} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_2^3} \cdot \left( \frac{P v_{1,r}}{2\pi \sin i} \right)^3 \\ &= \frac{4\pi^2}{G} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_2^3} \cdot \frac{P^3 v_{1,r}^3}{8\pi^3 \sin^3 i} \\ &= \frac{P^3 v_{1,r}^3}{2\pi G \sin^3 i} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_2^3} \end{aligned}$$

Cancel  $P^2$  from both sides (multiply both sides by  $1/P^2$ ):

$$1 = \frac{P v_{1,r}^3}{2\pi G \sin^3 i} \cdot \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_2^3}$$

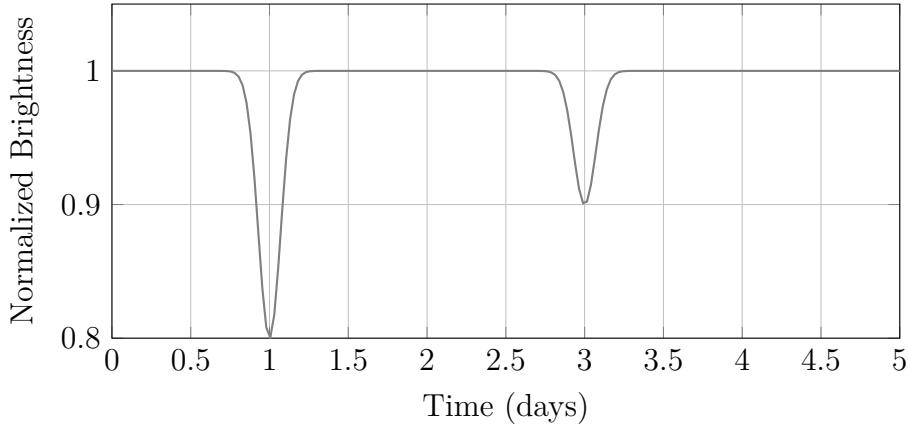


Now rearrange to isolate the mass terms on the left:

$$\frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P}{2\pi G} v_{1,r}^3$$

#### 12.11.4 Light Curves

Eclipsing binaries exhibit characteristic light curves with periodic dips in brightness:



- Let  $F_1$  and  $F_2$  be the flux of the two stars. The total observed flux when both stars are visible is

$$F_{\text{total}} = F_1 + F_2$$

- The **primary eclipse** occurs when the brighter star is partially or fully blocked by the dimmer star, causing a significant dip. Let the obscured fraction of the primary star be  $f_1(t)$ , then the observed flux is

$$F_{\text{primary}}(t) = F_1 [1 - f_1(t)] + F_2$$

- The **secondary eclipse** occurs when the dimmer star is blocked, causing a smaller dip. The fainter star is obscured by the brighter star. Let  $f_2(t)$  be the obscured fraction of the secondary star, then:

$$F_{\text{secondary}}(t) = F_1 + F_2 [1 - f_2(t)]$$

- If the eclipse is total, the flux reduces exactly by the luminosity of the obscured star.

In this plot,

- The first deep dip at  $t = 1$  day corresponds to the **primary eclipse**.
- The smaller dip at  $t = 3$  days corresponds to the **secondary eclipse**.



### 12.11.5 Radial Velocity Curves

A **binary star system** consists of two stars orbiting their common center of mass. If the orbital plane is inclined relative to the line of sight, the stars will alternately move toward and away from the observer. This motion causes a periodic **Doppler shift** in the spectral lines:

- Motion toward the observer will result in blueshift
- Motion away from the observer will result in redshift

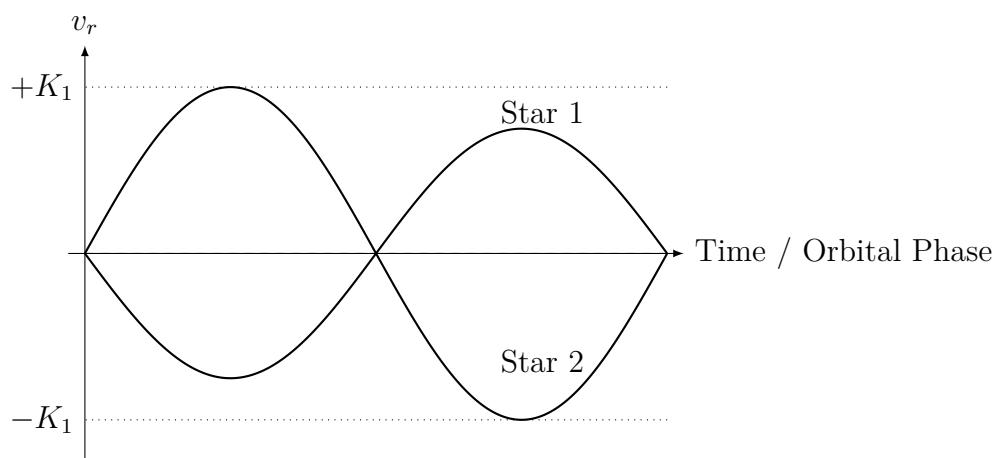
The line-of-sight component of the orbital velocity is called the **radial velocity**. A **radial velocity curve** is a plot of radial velocity  $v_r$  versus time  $t$  (or orbital phase). It provides direct information about the orbital properties of the binary system.

For a binary star in a circular orbit, the radial velocity varies sinusoidally:

$$v_r(t) = K \sin\left(\frac{2\pi t}{P} + \phi\right)$$

where

- $K$  is the radial velocity amplitude
- $P$  is the orbital period
- $\phi$  is the phase constant



- The curves are sinusoidal for circular orbits.
- The two stars have opposite phases due to conservation of momentum.
- The more massive star has a smaller velocity amplitude.



- The period of the curve equals the orbital period.

For a binary star in an **elliptical orbit**, the radial velocity of one component is given by:

$$v_r(t) = \gamma + K [\cos(\theta(t) + \omega) + e \cos \omega]$$

where

- $\gamma$  is the systemic (center-of-mass) velocity
- $K$  is the radial velocity semi-amplitude
- $e$  is the orbital eccentricity
- $\omega$  is the argument of periastron
- $\theta(t)$  is the true anomaly

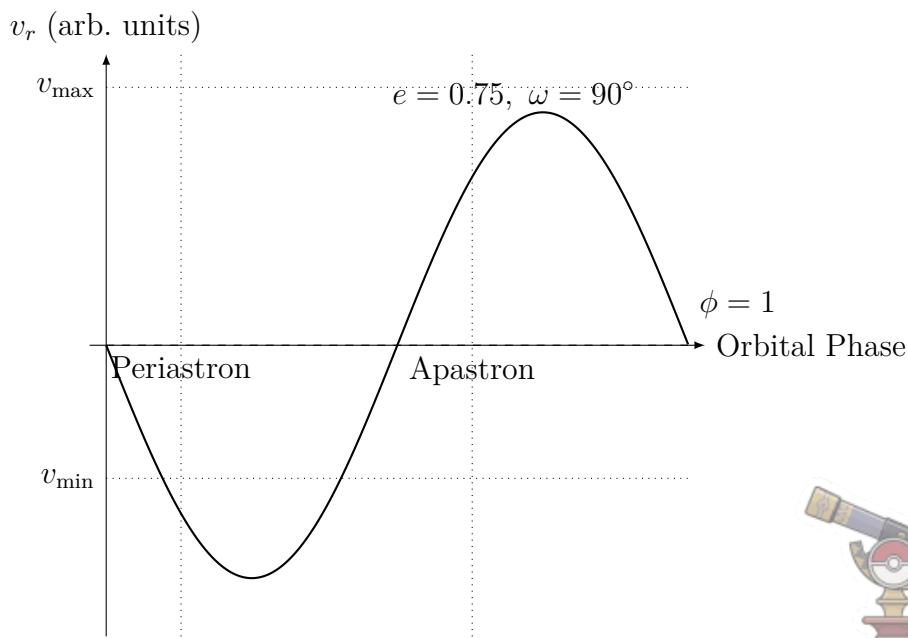
The semi-amplitude  $K$  is

$$K = \frac{2\pi a \sin i}{P \sqrt{1 - e^2}}$$

where

- $a$  is the semi-major axis of the star's orbit about the barycenter
- $i$  is the inclination angle
- $P$  is the orbital period

The following shows an example of the radical velocity curve:



### 12.11.6 Roche Lobe

In a close binary star system, the gravitational field experienced by a test particle is determined by the combined gravity of both stars and the centrifugal effect in the rotating frame. The *Roche lobe* of a star is defined as the region around that star within which material is gravitationally bound to it. If a star fills or overflows its Roche lobe, mass transfer to its companion can occur, a key mechanism in interacting binaries such as X-ray binaries, cataclysmic variables, and some exoplanetary systems.

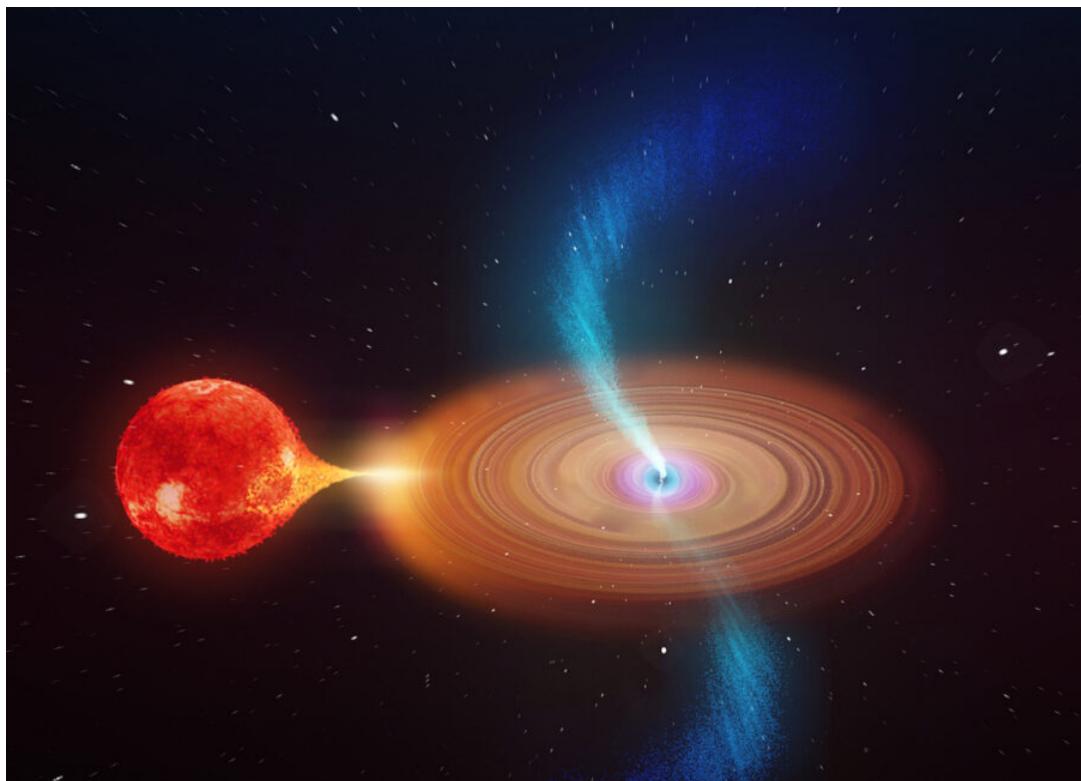


Figure 8: Source: <https://root-nation.com/ua/news-ua/it-news-ua/ua-blackhole-warped-accretion-disc/>

## 12.12 Exoplanet

### 12.12.1 Introduction

An **exoplanet** (or extrasolar planet) is a planet that orbits a star outside our Solar System. The term comes from the Greek "exo" (outside) and "planētēs" (wanderer).

### 12.12.2 Classes of Exoplanets

- **Hot Jupiters:** Gas giants very close to their stars.
- **Super-Earths:** Planets with masses larger than Earth but smaller than Neptune.



- **Terrestrial planets:** Rocky planets similar to Earth or Mars.
- **Ice giants:** Analogous to Uranus and Neptune.

### 12.12.3 Spectral Signatures of Possible Life

- Detection of biosignature gases like O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, CH<sub>4</sub>, and water vapor in exoplanet atmospheres.
- Observed via transmission spectroscopy during planetary transits.

### 12.12.4 Radial Velocity Method

It is also known as the Doppler method. This technique measures the star's wobble caused by an orbiting planet's gravitational pull.

$$\Delta v = K \left[ \frac{P}{2\pi G} \right]^{1/3} \frac{m_p \sin i}{m_s^{2/3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}}$$

where

- $\Delta v$  represents the velocity semi-amplitude,
- $K$  is a constant,
- $P$  represents the orbital period,
- $m_p$  represents the planet mass,
- $m_s$  represents the star mass,
- $i$  represents the orbital inclination, and
- $e$  represents the orbital eccentricity.

### 12.12.5 Transit Method

It measures the periodic dimming of a star as a planet passes in front of it.

$$\Delta F = \left( \frac{R_p}{R_s} \right)^2$$

where  $\Delta F$  is the fractional flux decrease,  $R_p$  is planet radius, and  $R_s$  is star radius.



### 12.12.6 Habitable Zone

A habitable zone refers to the region around a star where liquid water could exist on a planet's surface.



# 13 Cosmology

## 13.1 Structure of the Universe

### 13.1.1 Star Clusters

**Introduction** Star clusters are groups of stars that are gravitationally bound and formed from the same molecular cloud. They provide important insights into stellar evolution and galactic structure. Star clusters are broadly classified into two types:

- **Open Clusters (Galactic Clusters):** These contain a few tens to a few thousand stars. They are loosely bound and typically found in the Galactic disk. Open clusters are relatively young (a few million to a few hundred million years) and often contain hot, massive stars.
- **Globular Clusters:** These are densely packed spherical collections of tens of thousands to millions of stars. They orbit the Galactic halo and are typically very old (10–13 billion years). Globular clusters are rich in low-mass stars and show little gas or dust.

Structurally, a star cluster has a *core* (densest region), a *halo* (more diffuse stars), and in some cases a *tidal radius* where stars may escape due to Galactic gravitational forces.

**Luminosity** The luminosity  $L$  of a star cluster can be calculated by summing the luminosities of all the stars in the cluster:

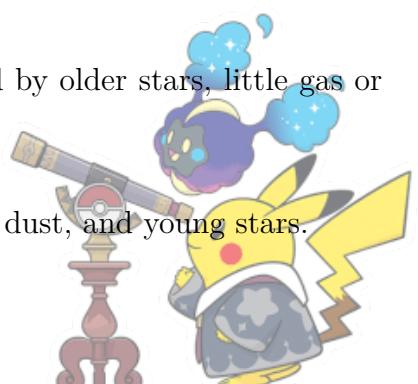
$$L_{\text{cluster}} = \sum L_{\text{stars}}$$

Where  $L_{\text{stars}}$  is the luminosity of each star in the cluster.

### 13.1.2 Galaxies

Galaxies are vast systems of stars, gas, dust, and dark matter, bound together by gravity. They are the fundamental building blocks of the Universe. Galaxies can be classified based on their structure, composition, and activity:

- **Elliptical galaxies:** Smooth, featureless light distribution, dominated by older stars, little gas or dust.
- **Spiral galaxies:** Flat, rotating disks with spiral arms, containing gas, dust, and young stars.



- **Barred spiral galaxies:** Spiral galaxies with a central bar-shaped structure of stars.
- **Irregular galaxies:** No definite shape, often rich in gas and dust.
- **Active galaxies:** Galaxies with energetic cores (AGN), often emitting strong radiation due to accretion onto supermassive black holes.

Our galaxy is a barred spiral galaxy with several distinct components:

- **Bulge:** Central region, high star density, mostly old stars.
- **Disk:** Contains spiral arms, gas, dust, and young stars.
- **Halo:** Spherical region with globular clusters and dark matter.

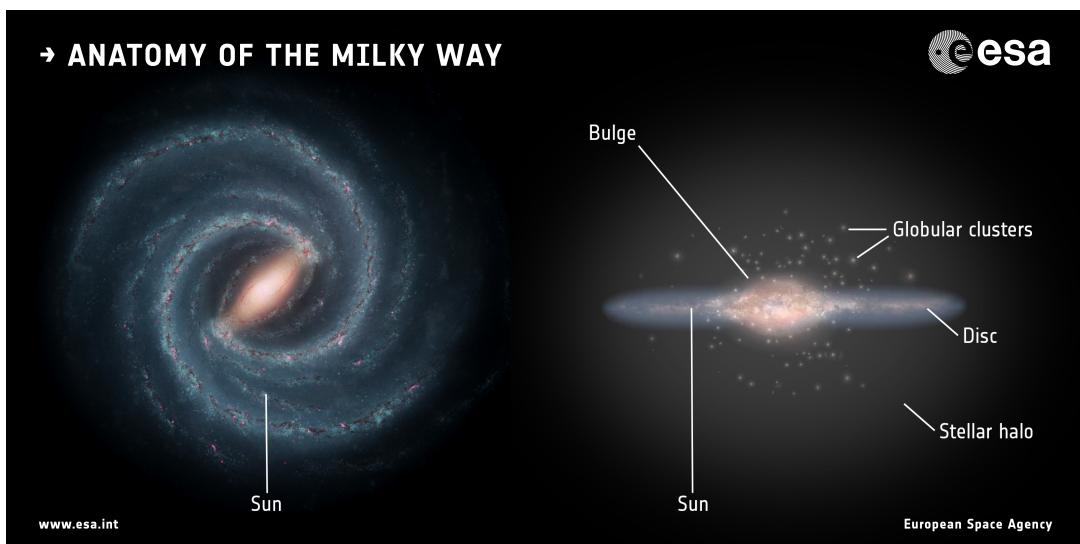


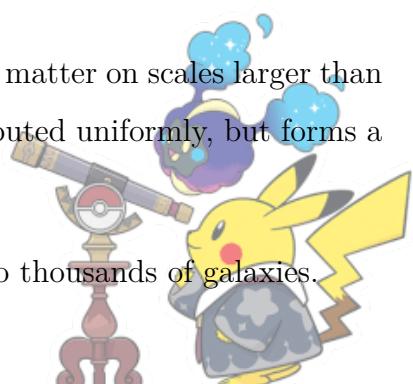
Figure 9: From <https://sci.esa.int/web/gaia/-/58206-anatomy-of-the-milky-way>

Satellites of the Milky Way include dwarf galaxies like the Large and Small Magellanic Clouds, and several ultra-faint dwarf galaxies. These satellites provide clues about the Milky Way's formation and dark matter distribution.

## 13.2 Large-scale Structure

The **large-scale structure** (LSS) of the Universe refers to the distribution of matter on scales larger than individual galaxies (typically  $\gtrsim 1$  Mpc). On these scales, matter is not distributed uniformly, but forms a complex network known as the **cosmic web**:

- **Galaxy clusters:** Dense, gravitationally bound systems of hundreds to thousands of galaxies.



- **Galaxy groups:** Smaller associations of galaxies, often containing a few to tens of members.
- **Filaments:** Elongated structures connecting clusters and groups, containing galaxies and dark matter.
- **Voids:** Large, underdense regions with very few galaxies.
- **Walls / Sheets:** Flattened structures of galaxies separating voids.

Large-scale structure formed from tiny density fluctuations in the early Universe:

- Quantum fluctuations were stretched during cosmic inflation.
- Overdensities grew via **gravitational instability**.
- Dark matter collapsed first, forming gravitational potential wells.
- Baryonic matter later fell into these wells, forming galaxies.

On sufficiently large scales ( $\gtrsim 100$  Mpc), the Universe is approximately homogeneous and isotropic, consistent with the **cosmological principle**.

### 13.3 Cosmological Principle

The **cosmological principle** states that on sufficiently large scales ( $\gtrsim 100$  Mpc), the universe is

- **Homogeneous:** Matter and energy are uniformly distributed
- **Isotropic:** No preferred direction in space

### 13.4 Rotational Curve

In a galaxy, the stars or gas clouds orbit the galactic center due to the gravitational pull of the mass contained within the galaxy. According to Newtonian mechanics, the orbital velocity of an object at a given distance  $r$  from the center of a galaxy should behave as

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM_{\text{enc}}(r)}{r}}$$

where

- $v(r)$  is the orbital velocity at a distance  $r$  from the center and



- $M_{\text{enc}}(r)$  is the enclosed mass within radius  $r$ .

The mass enclosed  $M_{\text{enc}}(r)$  depends on the distribution of both visible matter (such as stars and gas) and dark matter within the galaxy.

For a galaxy dominated by visible matter (stars, gas, etc.), the enclosed mass increases with radius, but at larger distances from the center, the mass distribution becomes less dense. Then

$$v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$$

This is called the **Keplerian decline** and is observed in the motion of planets in our solar system. However, observations of galaxies reveal that the rotation curves do not behave this way.

In the 1970s, astronomers like Vera Rubin and Kent Ford observed that the rotation curves of spiral galaxies remain nearly flat at large distances from the center, far beyond the region where visible matter is present. This observation was unexpected, as the rotation velocity should have decreased if the mass distribution followed the visible matter alone. The flatness of the rotation curve suggests that there is additional mass present that is not visible. This mass is what we refer to as **dark matter**.

The flat rotation curves observed at large radii imply that the mass within the galaxy continues to increase even in the outer regions. The orbital velocity  $v(r)$  remains constant:

$$v(r) = v_{\text{flat}} \quad \text{for large } r$$

This indicates that the gravitational influence of dark matter is significant at large distances from the galactic center, where visible matter is sparse.

### 13.5 Hubble's Law

$$v = H_0 d$$

where  $v$  is the recession velocity,  $d$  is the proper distance to the galaxy, and  $H_0$  is the present-day Hubble constant. One can notice that  $t_H = \frac{1}{H_0}$  is the age of the universe.

Cosmic expansion is described by the **scale factor**  $a(t)$ , which measures how distances in the Universe change over time. The Hubble parameter is defined using the scale factor:

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$$



Light traveling through an expanding Universe also stretches with the expansion. If a photon is emitted at time  $t_{\text{em}}$  with wavelength  $\lambda_{\text{em}}$  and observed today at  $t_0$  with wavelength  $\lambda_{\text{obs}}$ , the **cosmological redshift** is defined as

$$1 + z = \frac{\lambda_{\text{obs}}}{\lambda_{\text{em}}}$$

The redshift is directly related to the scale factor:

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_{\text{em}})}$$

## 13.6 Cosmological Distance Measures

### 13.6.1 Proper Distance

The proper distance is related to the scale factor  $a(t)$  of the universe, which describes how distances between objects in the universe change with time due to the expansion. For an object at redshift  $z$ , the proper distance  $D_p$  at a given time is related to the comoving distance  $D_c$  by

$$D_p(t) = a(t)D_c$$

where

- $D_p$  is the proper distance,
- $D_c$  is the comoving distance,
- $a(t)$  is the scale factor at the time of observation.

### 13.6.2 Comoving Distance

The *comoving distance* is the distance between two objects as measured in a coordinate system that accounts for the expansion of the universe. Unlike the proper distance, the comoving distance remains constant over time for two objects that are at rest relative to each other in the expanding universe.

The comoving distance  $D_c$  at redshift  $z$  is related to the scale factor  $a(t)$  by

$$D_c = \int_0^z \frac{c dz'}{H(z')}$$

where



- $c$  is the speed of light,
- $H(z')$  is the Hubble parameter as a function of redshift  $z'$ , and
- $z$  is the redshift at which the object is located.

### 13.6.3 Luminosity Distance

The *luminosity distance* is the distance to an object based on its observed brightness and its intrinsic luminosity. It is often used for objects like supernovae, which have a known intrinsic luminosity.

The luminosity distance  $D_L$  is related to the observed flux  $f_{\text{obs}}$  and the intrinsic luminosity  $L$  of an object by the inverse square law:

$$f_{\text{obs}} = \frac{L}{4\pi D_L^2}$$

From this relation, we can solve for the luminosity distance:

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi f_{\text{obs}}}}$$

In a flat universe, the luminosity distance is related to the comoving distance by

$$D_L(z) = (1 + z)D_c(z)$$

### 13.6.4 Angular Diameter Distance

The angular diameter distance is related to the physical size  $r$  of an object and its angular size  $\theta$  (in radians) by the relation

$$\theta = \frac{r}{D_A}$$

## 13.7 Friedmann Equation

### 定理. 13.1: First Friedmann Equation

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a(t)^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$$

where

- cosmological constant  $\Lambda$  represents homogeneous energy density inherent to empty space (dark energy):  $\Lambda = 0$  for flat and static universe (Minkowski universe),  $\Lambda > 0$  for expanding universe



and  $\Lambda < 0$  for contracting universe and

- curvature parameter  $k = +1$  for positive curvature,  $k = -1$  for negative curvature,  $k = 0$  for zero curvature.

### 定理. 13.2: Second Friedmann Equation

$$\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)} = -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho - \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3}$$

- When  $\Lambda = 0$  and  $k = 0$ ,  $\rho = \frac{3H^2}{8\pi G}$  which is called the important density. We may denote  $\rho_c$ .
- Density parameter  $\Omega_i := \frac{\rho_i}{\rho_c}$ . Note that  $\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$ . Also, by second Friedmann's equation and definition,

$$\Omega_m = \frac{8\pi G \rho_m}{3H^2}, \quad \Omega_k = -\frac{kc^2}{a^2 H^2}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G}$$

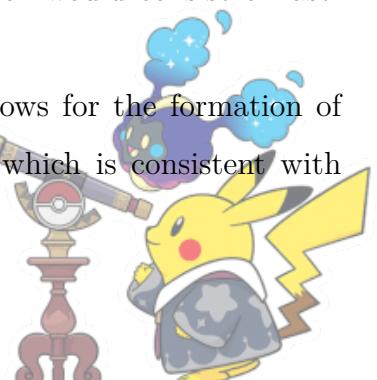
- From first and second Friedmann equation,

$$\dot{\rho} + 3H \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right) = 0 \text{ (Fluid Equation)}$$

- The  $\Lambda$ CDM model, also known as the Lambda Cold Dark Matter model, is the current standard model of cosmology. It describes the evolution of the Universe from the early hot and dense state to its current large-scale structure. The model is based on the following components:

- **Cosmological Constant ( $\Lambda$ ):** It is responsible for the accelerated expansion of the Universe. Dark energy has an opposing effect to gravity: instead of attracting matter (like gravity does), dark energy exerts a repulsive force. This repulsive force is responsible for causing the accelerated expansion of the Universe, pushing galaxies apart at an ever-increasing rate.
- **Cold Dark Matter (CDM):** It is also referred to as "cold" because it moves slowly compared to the speed of light. This is in contrast to "hot" dark matter, which would consist of fast-moving particles.

Cold dark matter is preferred in cosmological models because it allows for the formation of small structures (such as galaxies) early in the Universe's history, which is consistent with observational data.



### 定义. 13.1: Hubble parameter

The Hubble parameter  $H(t)$  is defined as the rate of change of the scale factor  $a(t)$  and is given by

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$$

## 13.8 Equation of State

For different cosmic components,

Non-relativistic matter (dust):  $p = 0 \implies \rho_m \propto a^{-3}$

Radiation:  $p = \rho c^2/3 \implies \rho_r \propto a^{-4}$

Cosmological constant:  $p = -\rho c^2 \implies \rho_\Lambda = \text{constant}$

**Proof.** Rewriting the fluid equation,

$$\frac{d\rho}{dt} + 3\frac{\dot{a}}{a}\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0$$

By chain rule  $\dot{\rho} = \frac{d\rho}{da}\dot{a}$ ,

$$\dot{a}\frac{d\rho}{da} + 3\frac{\dot{a}}{a}\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0$$

Assuming  $\dot{a} \neq 0$ :

$$\frac{d\rho}{da} + \frac{3}{a}\left(\rho + \frac{p}{c^2}\right) = 0$$

By equation of states,

$$p = w\rho c^2$$

where  $w$  is a constant for each cosmological component.

$$\frac{d\rho}{da} + \frac{3}{a}(1+w)\rho = 0$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -3(1+w)\frac{da}{a}$$

$$\int_{\rho_i}^{\rho} \frac{d\rho'}{\rho'} = -3(1+w) \int_{a_i}^a \frac{da'}{a'}$$



$$\ln\left(\frac{\rho}{\rho_i}\right) = -3(1+w)\ln\left(\frac{a}{a_i}\right)$$

$$\frac{\rho}{\rho_i} = \left(\frac{a}{a_i}\right)^{-3(1+w)}$$

Choosing  $a_i = 1$  for present epoch ( $\rho_i = \rho_0$ ):

$$\boxed{\rho(a) = \rho_0 a^{-3(1+w)}}$$

## 13.9 Big Bang

### 13.9.1 Singularity

At the very beginning of the universe, all matter and energy were concentrated in a singularity, a point of infinite density and temperature. This singularity is thought to have contained all the space, time, and energy that would later expand to form the universe as we know it.

### 13.9.2 Cosmic Inflation

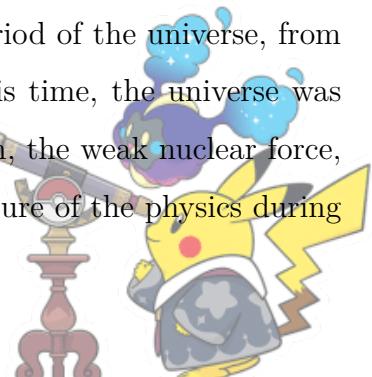
Cosmic inflation is a theory that explains the rapid expansion of the universe during the first fractions of a second after the Big Bang. During inflation, the universe expanded exponentially, increasing in size by a factor of at least  $10^{26}$  in a fraction of a second. This theory helps explain several observed features of the universe, such as its large-scale homogeneity and isotropy, and the distribution of galaxies.

### 13.9.3 Expansion of Space

The Big Bang theory proposes that space itself is expanding. This expansion is not into pre-existing space; rather, it is the stretching of space itself. As space expands, the distances between distant galaxies increase, leading to the observed redshift of light from those galaxies. This expansion of the universe is described mathematically by the *Friedmann equations*.

### 13.9.4 Phases of the Big Bang

**Planck Era (0 to  $10^{-43}$  seconds)** The Planck era represents the earliest period of the universe, from time  $t = 0$  up to approximately  $10^{-43}$  seconds after the Big Bang. During this time, the universe was incredibly hot and dense, and the fundamental forces (gravity, electromagnetism, the weak nuclear force, and the strong nuclear force) were likely unified in a single force. The exact nature of the physics during this period is unknown, as quantum gravity has yet to be fully understood.



**Grand Unification Era (from  $10^{-43}$  to  $10^{-36}$  seconds)** During the Grand Unification era, the fundamental forces separated. At the highest energies, the strong, weak, and electromagnetic forces were unified into a single force. As the universe cooled, these forces separated and the strong force, responsible for holding atomic nuclei together, emerged.

**Inflationary Era (from  $10^{-36}$  to  $10^{-32}$  seconds)** The universe underwent a brief period of exponential expansion during the inflationary era. During this time, the universe expanded by a factor of at least  $10^{26}$  in a fraction of a second. This rapid inflation smoothed out the universe and led to the large-scale homogeneity and isotropy observed today. It also helped set the initial conditions for the formation of the first particles.

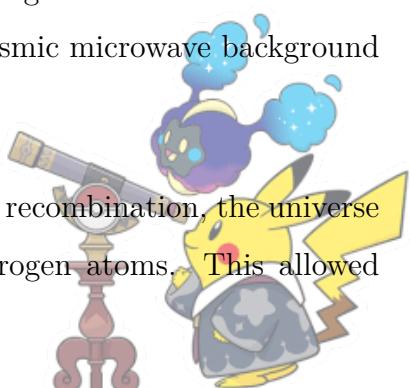
**Quark Era (from  $10^{-12}$  to  $10^{-6}$  seconds)** As the universe continued to cool, quarks, electrons, and other fundamental particles began to form. During the quark era, quarks combined to form protons and neutrons. The temperature and energy were still high enough for these particles to interact and decay frequently.

**Hadron Era (from  $10^{-6}$  seconds to 1 second)** At around  $10^{-6}$  seconds after the Big Bang, the temperature dropped enough for quarks to combine into hadrons, such as protons and neutrons. This era marked the formation of the first stable atomic nuclei.

**Lepton Era (from 1 second to 10 seconds)** During the lepton era, the universe was dominated by leptons (such as electrons and neutrinos). These particles were created and annihilated in large quantities. Neutrinos, which were created in abundance, decoupled from the rest of matter at around 10 seconds.

**Photon Era (from 10 seconds to 380,000 years)** As the universe continued to cool, photons dominated the universe. At this time, matter and radiation were tightly coupled. The universe was opaque because free electrons scattered photons, preventing light from traveling freely. However, the universe continued to expand and cool, and at about 380,000 years after the Big Bang, the universe had cooled enough for atoms to form and photons to travel freely, leading to the decoupling of matter and radiation. This event is known as the *recombination epoch* and is associated with the cosmic microwave background (CMB) radiation, which we observe today.

**Recombination and the Formation of Atoms (380,000 years)** During recombination, the universe cooled enough for protons and electrons to combine and form neutral hydrogen atoms. This allowed



photons to travel freely through space, marking the beginning of the era of *decoupling*. The release of these photons is known as the CMB radiation.

**Dark Ages (380,000 years to 1 billion years)** After the formation of atoms, the universe entered the "dark ages," a period in which there were no stars or galaxies. During this time, the universe continued to cool and matter began to clump together due to gravitational attraction. However, it was not until the formation of the first stars and galaxies that the universe became more active.

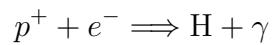
**Reionization (1 billion years to 2 billion years)** Reionization occurred when the first stars and galaxies formed and emitted ultraviolet light that reionized the hydrogen gas. This process ended the dark ages and allowed the universe to become transparent to ultraviolet light.

**The Modern Universe (Present Day)** Since the era of reionization, the universe has continued to expand and evolve. Galaxies, clusters of galaxies, and large-scale structures have formed over billions of years. The observable universe is currently about 93 billion light-years in diameter.

### 13.10 Cosmic Microwave Background

The Cosmic Microwave Background (CMB) is the oldest light in the universe, originating approximately 380,000 years after the Big Bang. It provides a snapshot of the infant universe when it transitioned from an opaque plasma to a transparent gas.

The CMB originates from the recombination epoch when the universe cooled sufficiently for electrons and protons to combine into neutral hydrogen atoms:



The cosmic microwave background is a faint radiation that fills the universe and is a remnant of the early hot, dense phase of the universe. It was first detected by Penzias and Wilson in 1965 and is often considered the strongest evidence for the Big Bang.



## 13.11 Gravitational Lensing

### 13.11.1 Introduction

Gravitational lensing is the bending of light by mass according to general relativity. A mass distribution between a distant source and an observer deflects light rays, producing phenomena such as multiple images, magnification, and distortion of the source.

For a point mass  $M$  (in Schwarzschild metric), a light ray with impact parameter  $b$  is deflected by an angle in weak-field. Then, the deflection angle is

$$\hat{\alpha}(b) = \frac{4GM}{bc^2}$$

where  $G$  is the gravitational constant and  $c$  the speed of light.

We use the thin-lens approximation: the deflection happens effectively at a single lens plane located at angular diameter distance  $D_L$  from the observer. Similarly, the source is at distance  $D_S$  and the distance between lens and source is  $D_{LS}$ . Let  $\beta$  be the true angular position of the source on the sky (unlensed), and  $\theta$  the observed angular position of the image. Then

$$\beta = \theta - \alpha(\theta)$$

where the scaled deflection angle is

$$\alpha(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S} \hat{\alpha}(D_L \theta)$$

For a point mass  $M$  located on the optical axis, the scalar form of the lens equation (assuming alignment along a single axis) becomes

$$\beta = \theta - \frac{D_{LS}}{D_S} \frac{4GM}{c^2 D_L \theta}$$

When the source, lens and observer are perfectly aligned ( $\beta = 0$ ) the image forms a ring (Einstein ring) with angular radius  $\theta_E$  solving:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L D_S}}$$

### 13.11.2 Derivation using Newtonian Mechanics

In Newtonian gravity, the force on a particle of mass  $m$  at distance  $r$  from  $M$  is

$$F = \frac{GMm}{r^2}.$$



Only the component perpendicular to the initial direction of motion contributes to the deflection. If the photon moves along the  $x$ -axis and passes the mass at distance  $b$ , then

$$r = \sqrt{x^2 + b^2}, \quad \sin \theta = \frac{b}{r}.$$

The transverse force is therefore

$$F_{\perp} = F \sin \theta = \frac{GMm}{r^2} \frac{b}{r} = \frac{GMmb}{(x^2 + b^2)^{3/2}}$$

The transverse acceleration is

$$a_{\perp} = \frac{F_{\perp}}{m} = \frac{GMb}{(x^2 + b^2)^{3/2}}$$

The photon moves approximately at constant speed  $c$ , so

$$x = ct, \quad dt = \frac{dx}{c}$$

The total change in transverse velocity is

$$\Delta v_{\perp} = \int_{-\infty}^{\infty} a_{\perp} dt = \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{GMb}{(x^2 + b^2)^{3/2}} dx$$

Using the standard integral

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{b dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} = \frac{2}{b}$$

we obtain

$$\Delta v_{\perp} = \frac{2GM}{bc}$$

For small deflections, the bending angle  $\alpha$  is approximately the ratio of the transverse velocity change to the speed of light:

$$\alpha \approx \frac{\Delta v_{\perp}}{c}$$

Hence,

$$\alpha_{\text{Newton}} = \frac{2GM}{bc^2}$$

General Relativity predicts a deflection angle

$$\alpha_{\text{GR}} = \frac{4GM}{bc^2}$$



which is exactly twice the Newtonian result. The additional factor arises from the curvature of space, which is absent in Newtonian gravity.

### 13.11.3 Derivation using General Relativity

#### 定义. 13.2: Lagrangian

The **Lagrangian**  $\mathcal{L}$  is defined as

$$\mathcal{L}(q, \dot{q}, t) = T(\dot{q}) - V(q)$$

where  $T$  is the kinetic energy and  $V$  is the potential energy.

#### 定理. 13.3: Euler-Lagrange Equation

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \right) = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q}$$

#### 定理. 13.4: Fermat's Principle

For light propagating in a medium with refractive index  $n(\mathbf{r})$ , the time taken to travel along a path  $\mathcal{C}$  from point  $A$  to point  $B$  is

$$T = \int_A^B dt = \int_A^B \frac{ds}{v} = \frac{1}{c} \int_A^B n(\mathbf{r}) ds$$

where

- $v = c/n$  is the speed of light in the medium
- $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$  is the infinitesimal path length
- $c$  is the speed of light in vacuum

Fermat's principle states that the actual path  $\mathcal{C}$  minimizes (or more generally, makes stationary) the **optical path length**:

$$\mathcal{S} = \int_A^B n(\mathbf{r}) ds$$



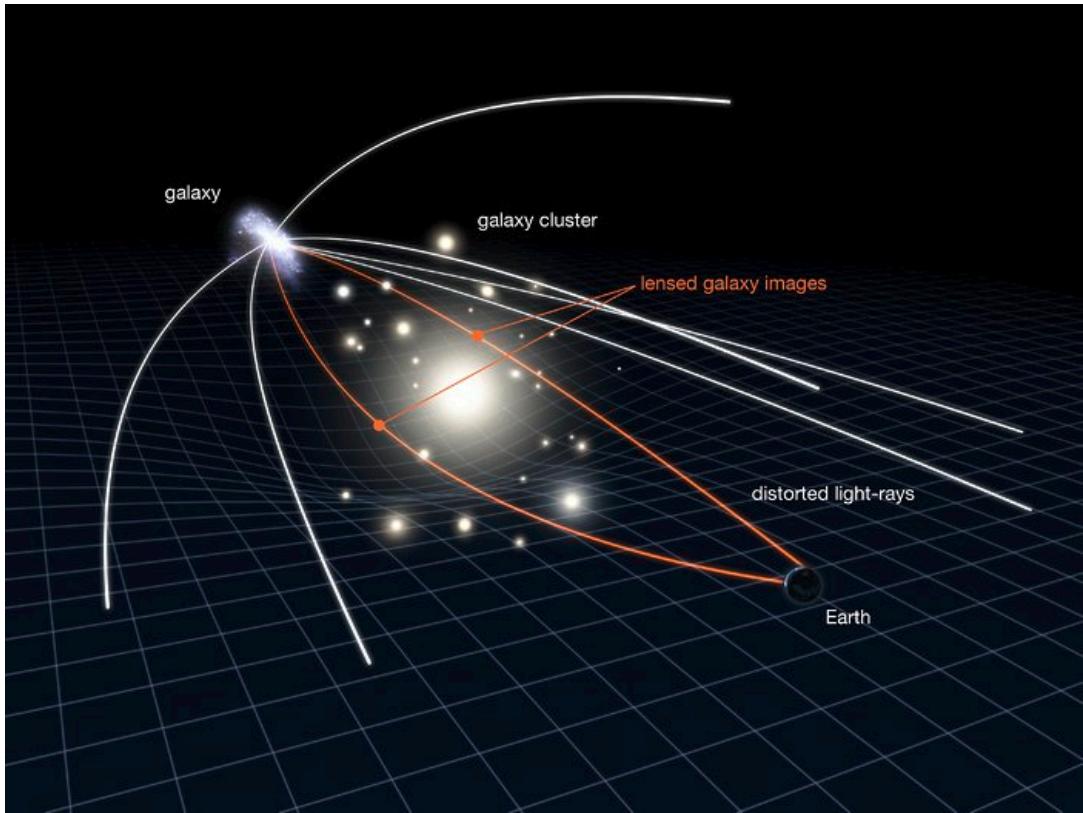


Figure 10: Source: <https://esahubble.org/images/heic1106c/>

In weak-field approximation of the spacetime metric (which is a situation in which the gravitational field is relatively weak and the spacetime curvature is small),

$$ds^2 = - \left(1 + \frac{2\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2\Phi}{c^2}\right) \delta_{ij} dx^i dx^j + \mathcal{O}\left(\frac{\Phi^2}{c^4}\right)$$

where  $\Phi = -GM/r$  and  $|\Phi| \ll c^2$ . Set  $c = 1$ .

$$ds^2 = -(1 + 2\Phi)dt^2 + (1 - 2\Phi)(dx^2 + dy^2 + dz^2) = 0 \implies v \approx 1 + 2\Phi$$

Consider a nearly straight path in the  $x$ - $y$  plane with small deflection. Let  $y = y(x)$ ,  $z = 0$ , with  $|y'| \ll 1$ . Then

$$dl = \sqrt{1 + (y')^2} dx \approx \left[1 + \frac{1}{2}(y')^2\right] dx$$

The optical path length is

$$\begin{aligned} S &= \int n dl \approx \int [1 - 2\Phi(x, y)] \left[1 + \frac{1}{2}(y')^2\right] dx \\ &\approx \int \left[1 - 2\Phi + \frac{1}{2}(y')^2\right] dx \end{aligned}$$



Consider

$$L = \frac{1}{2}(y')^2 - 2\Phi(x, y)$$

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{\partial L}{\partial y'} \right) = \frac{\partial L}{\partial y} \implies \frac{d}{dx}(y') = -2 \frac{\partial \Phi}{\partial y} \implies \frac{d^2 y}{dx^2} = -2 \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

Let  $y(x) = b + \varepsilon(x)$  with  $\varepsilon$  small:

$$\varepsilon''(x) = -2 \frac{\partial \Phi}{\partial y}(x, b)$$

The total deflection angle is:

$$\alpha = \Delta y' = \varepsilon'(+\infty) - \varepsilon'(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon''(x) dx$$

For a point mass  $\Phi = -GM/r$  with  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} = GM \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

At  $y = b$ :

$$\alpha = -2GMb \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}}$$

Note that

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} = \frac{2}{b^2}$$

Therefore,

$$\alpha = -2GMb \cdot \frac{2}{b^2} = -\frac{4GM}{b}$$

The magnitude of the deflection (toward the mass) is

$$|\alpha| = \frac{4GM}{b}$$

In the metric,  $\Phi \rightarrow \Phi/c^2$ . Then

$$\alpha = \frac{4GM}{bc^2}$$



## 13.12 Gravitational Wave

### 13.12.1 Introduction

Gravitational waves are disturbances in the curvature of spacetime caused by accelerated masses. They were first predicted by Albert Einstein in 1916 as a consequence of his General Relativity theory. Unlike electromagnetic waves, gravitational waves interact weakly with matter, making them challenging to detect but allowing them to carry information about cataclysmic cosmic events.

### 13.12.2 Chirp Mass

For a binary system with component masses  $m_1$  and  $m_2$ , the chirp mass is

$$\mathcal{M} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} = \frac{c^3}{G} \left( \frac{5}{96} \pi^{-8/3} f^{-11/3} \dot{f} \right)^{3/5}$$

where  $f$  is the orbital frequency.

### 13.12.3 Binary System

For a binary system with masses  $m_1$  and  $m_2$ , and orbital frequency  $f_{\text{orb}}$ , the gravitational wave luminosity is

$$L_{GW} = \frac{32}{5Gc^5} (2\pi G \mathcal{M} f_{\text{orb}})^{10/3}$$

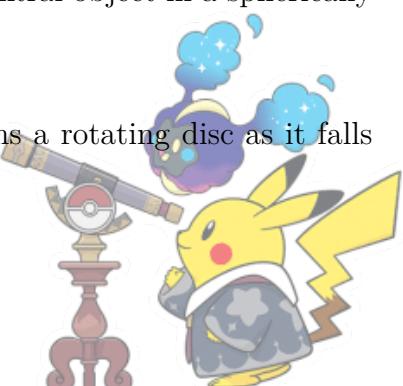
where  $r$  is the orbital separation.

## 13.13 Accretion Processes

### 13.13.1 Introduction

Accretion is the process by which matter falls onto a central object, such as a star, black hole, or neutron star, under the influence of gravity.

- Spherical accretion occurs when matter falls radially inward toward a central object in a spherically symmetric manner.
- Disc accretion occurs when matter, due to its angular momentum, forms a rotating disc as it falls toward a central object.



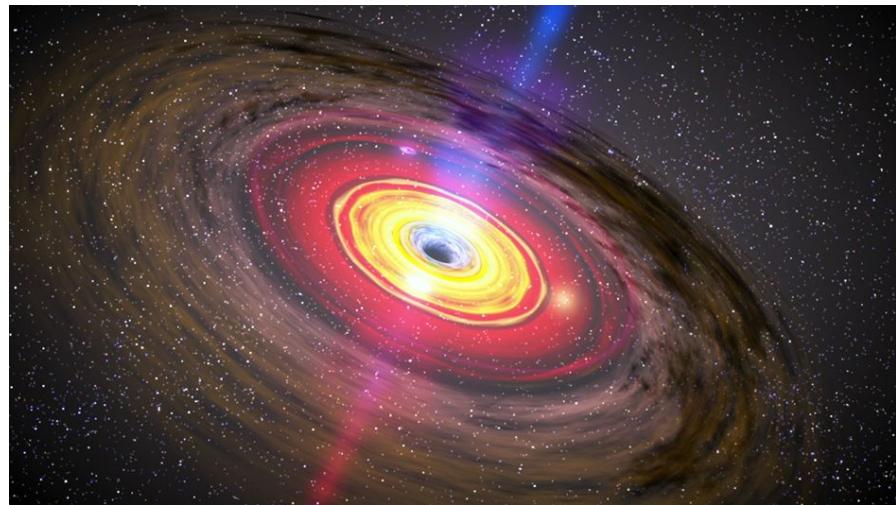


Figure 11: Source: <https://www.skyatnightmagazine.com/space-science/accretion-disk>

### 13.13.2 Eddington Luminosity

Consider a spherical surface with radius  $r$  centered around a light source, where the total luminosity of the source is  $L$ . The energy flux (the energy per unit time passing through a unit area) at a distance  $r$  from the source is given by the total luminosity divided by the surface area of a sphere with radius  $r$ . The surface area of a sphere is

$$A = 4\pi r^2$$

Hence, the energy flux at distance  $r$  is:

$$F = \frac{L}{4\pi r^2}$$

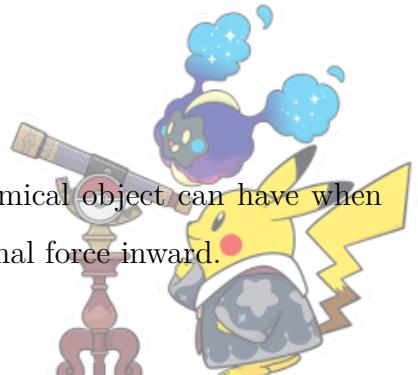
Now, consider the nature of radiation pressure. Photons carry momentum, and when they strike a surface, they transfer momentum to it. The radiation pressure is related to the energy flux by the relationship:

$$E = pc \implies P_{\text{rad}} = \frac{1}{A} \frac{dp}{dt} = \frac{F}{c}$$

where  $c$  is the speed of light, and this formula assumes that the radiation is isotropic and that the photon momentum transfer is fully efficient in transferring momentum to the surface. Then

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{c} \cdot \frac{L}{4\pi r^2} = \frac{L}{4\pi r^2 c}$$

The **Eddington luminosity**,  $L_{\text{Edd}}$ , is the maximum luminosity an astronomical object can have when there is a balance between the radiation pressure outward and the gravitational force inward.



The radiation pressure on an object is given by

$$P_{\text{rad}} = \frac{L}{4\pi r^2 c}$$

where  $L$  is the luminosity,  $r$  is the radius of the object, and  $c$  is the speed of light. The gravitational force is given by

$$F_{\text{grav}} = \frac{GMm}{r^2}$$

where  $M$  is the mass of the central object,  $m$  is the mass of the accreting material, and  $G$  is the gravitational constant. When balanced,

$$\frac{L}{4\pi r^2 c} = \frac{GMm}{r^2}$$

Simplifying this equation:

$$L = \frac{4\pi GMmc}{r^2}$$

For the Eddington luminosity, we consider the maximum luminosity for the material to remain bound to the central object without being blown away by radiation pressure. Using the fact that the material consists of hydrogen, for which the mass of an electron is  $m_e$  and the Thomson scattering cross-section is  $\sigma_T$ , we can calculate the Eddington luminosity as follows:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_e c}{\sigma_T}$$

where  $\sigma_T \approx 6.65 \times 10^{-25} \text{ m}^2$  is the effective area that quantifies the likelihood of an electron scattering a photon through Thomson scattering.

## 13.14 Cosmic Distance Ladder

### 13.14.1 Introduction

The cosmic distance ladder is a succession of methods by which astronomers determine the distances to celestial objects. Each rung of the ladder provides information that allows calibration of the next method, enabling measurements from the Solar System to the edge of the observable universe.



## The Cosmic Distance Ladder

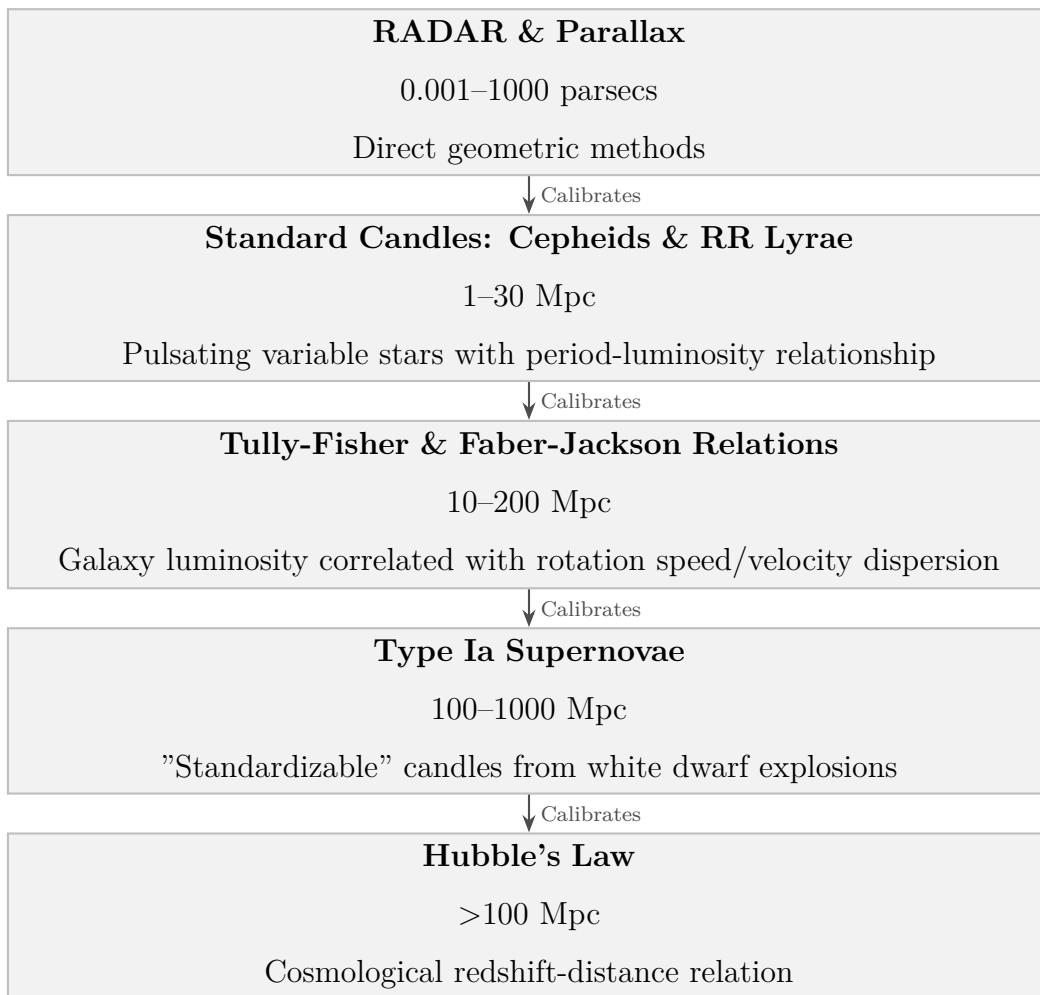


Figure 12: The hierarchy of distance measurement techniques in astronomy. Each rung calibrates the next.

### 13.14.2 Radar Ranging

For objects within our Solar System, we can use radar to measure distances directly:

- Transmit radio waves toward a planet or asteroid
- Measure time delay for echo to return:  $\Delta t$
- Distance:  $d = \frac{c \cdot \Delta t}{2}$  where  $c$  is the speed of light
- Limited to  $\sim 10$  AU (within Solar System)



### 13.14.3 Stellar Parallax

Parallax uses Earth's orbit as a baseline to measure distances to nearby stars:

$$d(\text{parsecs}) = \frac{1}{\theta(\text{arcseconds})}$$

where

- $d$  = distance in parsecs (1 pc  $\approx$  3.26 light-years)
- $\theta$  = parallax angle in arcseconds
- Baseline = 1 AU (astronomical unit)

### 13.14.4 Standard Candles: Cepheid Variables

Cepheid variables are pulsating stars<sup>6</sup> whose period correlates with luminosity:

$$M = a \cdot \log_{10}(P) + b$$

where

- $M$  is the absolute magnitude (intrinsic brightness),
- $P$  is the pulsation period in days, and
- $a, b$  are the calibration constants.

Once the absolute magnitude  $M$  is known from the period, the distance modulus formula gives the distance:

$$m - M = 5 \log_{10} \left( \frac{d}{10 \text{ pc}} \right)$$

---

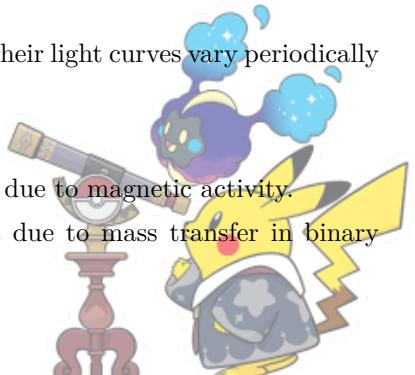
<sup>6</sup>Stellar variability is classified into two broad categories:

#### 1. Regular Variability:

- *Pulsating Stars*: These stars, such as Cepheid variables, exhibit periodic changes in brightness due to expansions and contractions of their outer layers.
- *Eclipsing Binaries*: These systems consist of two stars orbiting each other, and their light curves vary periodically due to one star eclipsing the other.

#### 2. Irregular Variability:

- *Flare Stars*: These stars exhibit sudden, unpredictable increases in brightness due to magnetic activity.
- *Cataclysmic Variables*: These stars experience large variations in brightness due to mass transfer in binary systems.



where

- $m$  is the apparent magnitude (observed brightness),
- $M$  is the absolute magnitude, and
- $d$  is the distance in parsecs.

### 13.14.5 Faber-Jackson Relations

For elliptical galaxies, the velocity dispersion correlates with luminosity:

$$L \propto \sigma^\beta$$

where

- $\sigma$  is the stellar velocity dispersion
- $\beta \approx 4$  empirically

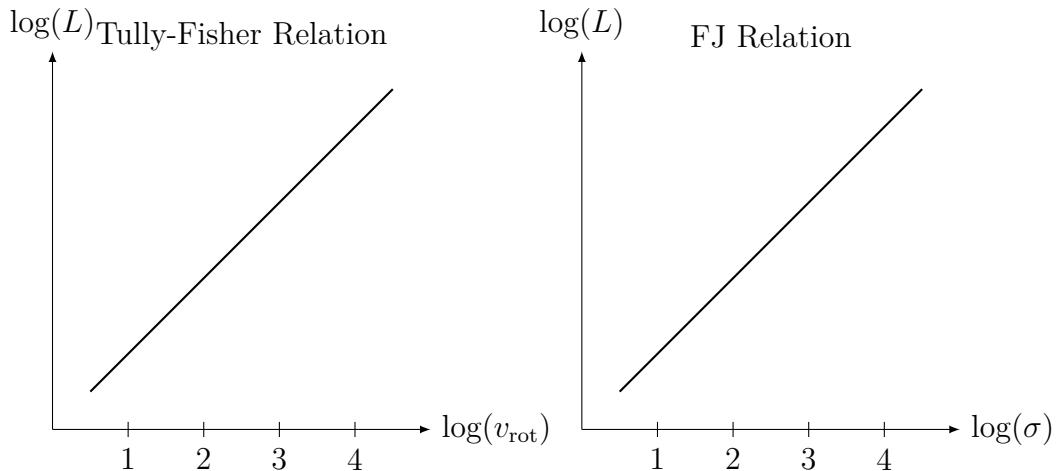
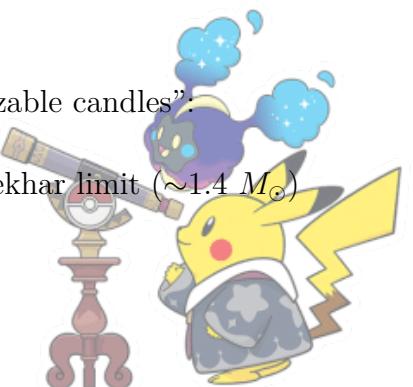


Figure 13: The Tully-Fisher and Faber-Jackson relations allow estimation of galaxy distances from measurable kinematic properties.

### 13.14.6 Type Ia Supernovae

Type Ia supernovae are extremely luminous and serve as excellent "standardizable candles":

- Result from thermonuclear explosion of white dwarf reaching Chandrasekhar limit ( $\sim 1.4 M_\odot$ )
- Peak luminosity:  $\sim 10^{10} L_\odot$  (as bright as entire galaxy)



- Can be observed at cosmological distances
- Light curve shape correlates with peak luminosity (Phillips relationship)

The distance is calculated from

$$\mu = m_B - M_B + \alpha(s - 1) - \beta c$$

where

- $\mu$  is the distance modulus
- $m_B$  is the apparent magnitude in B-band
- $M_B$  is the absolute magnitude (calibrated)
- $s$  is the light curve shape parameter
- $c$  is the color correction
- $\alpha, \beta$  are the calibration coefficients



## 14 星际介质

### 14.1 简介

**星际介质** (Interstellar Medium, 简称 ISM) 是指存在于星系内恒星之间空间的物质。它由气体、尘埃和宇宙射线组成。

根据物质的温度和密度，星际介质通常可以分为几个不同的相：

- **中性气体**：由中性氢 ( $H$ ) 和分子氢 ( $H_2$ ) 组成，常存在于分子云中。
- **电离气体**：由电离氢 ( $H^+$ ) 和其他电离元素组成，典型代表是 HII 区。
- **尘埃**：尺寸从纳米到微米不等的微小固体颗粒，会导致光的吸收和散射。
- **宇宙射线**：穿过星际介质的高能粒子，主要是质子和原子核。

星际介质中的一些重要区域包括：

- **HII 区**：由年轻炽热恒星发出的紫外辐射电离而成的电离氢区域。通常可以通过  $H\alpha$  等发射线观测到。
- **分子云**：星际介质中寒冷且稠密的区域，含有  $H_2$  等分子，是恒星诞生的摇篮。
- **温电离介质**：星际介质中一种弥散的组分，气体处于部分电离状态，温度约为  $10^4$  K。

### 14.2 流体动力学

#### 14.2.1 应力张量

在连续介质力学中，**应力张量**  $\sigma$  是描述材料或流体内部相互作用力的基本概念。

对于一般的垂直三维空间，应力张量  $\sigma$  是一个  $3 \times 3$  的矩阵，其分量  $\sigma_{ij}$  中的  $i$  和  $j$  代表空间中的方向（或坐标轴）：

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

其中：

- $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$  是沿  $x, y, z$  方向的正应力分量。
- $\sigma_{xy}, \sigma_{xz}, \sigma_{yz}$  是切应力分量。



- 该矩阵是对称的:  $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$

### 14.2.2 张量积

#### 定义. 14.1: 张量积

设  $V$  和  $W$  是域  $\mathbb{F}$  上的向量空间。张量积  $V \otimes W$  是一个配备了双线性映射的向量空间:

$$\otimes : V \times W \longrightarrow V \otimes W$$

并满足以下泛性质: 对于任何到向量空间  $U$  的双线性映射  $\phi : V \times W \longrightarrow U$ , 都存在唯一的线性映射  $\tilde{\phi} : V \otimes W \longrightarrow U$ , 使得下图交换:

$$\begin{array}{ccc} V \times W & \xrightarrow{\otimes} & V \otimes W \\ & \searrow \phi & \downarrow \tilde{\phi} \\ & & U \end{array}$$

两个向量 **A** 和 **B** 的张量积定义为:

$$(\mathbf{A} \otimes \mathbf{B})_{ij} = A_i B_j$$

### 14.2.3 散度定理

#### 定理. 14.1: 散度定理

$$\int_{\partial V} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \nabla \cdot \mathbf{F} dV$$

其中:

- $\mathbf{F}$  是向量场,
- $V$  是由封闭曲面  $\partial V$  所包围的体积,
- $\mathbf{n}$  是曲面  $\partial V$  上的单位法向量 (指向外侧),
- $dS$  是  $\partial V$  上的面积元。



#### 14.2.4 连续性方程与动量方程

设  $\rho(\mathbf{x}, t)$  表示质量密度,  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$  表示流体的速度场。

在一个固定的控制体积  $V$  (边界为  $\partial V$ , 外法线为  $\mathbf{n}$ ) 内的总质量为:

$$M_V(t) = \int_V \rho dV.$$

质量守恒原理指出, 体积  $V$  内质量的变化率等于流经边界的净质量通量的负值:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = - \int_{\partial V} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS$$

由于  $V$  在空间中是固定的,

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \int_{\partial V} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS$$

根据散度定理,

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) dV$$

因此,

$$\int_V \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right) dV = 0$$

由于  $V$  是任意取的, 被积函数必须处处为零, 得到:

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0}$$

这就是连续性方程的微分形式。

利用物质导数  $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ , 可以写为:

$$\boxed{\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0}$$

考虑固定控制体积  $V$  内流体的动量:

$$\int_V \rho \mathbf{v} dV$$

其变化率为:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{v} dV = - \int_{\partial V} \rho \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_{\partial V} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \rho \mathbf{f} dV$$

其中:



- $\sigma$  是应力张量,
- $\mathbf{f}$  是单位质量的体密度力 (例如重力)。

利用散度定理,

$$\int_{\partial V} \rho \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dS = \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) dV, \quad \int_{\partial V} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} dV$$

因此,

$$\int_V \left( \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} - \rho \mathbf{f} \right) dV = 0$$

由于  $V$  是任意的,

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{f}}$$

这就是守恒形式的柯西动量方程。利用连续性方程, 它可以改写为物质导数形式:

$$\boxed{\rho \frac{D \mathbf{v}}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{f}}$$

#### 14.2.5 欧拉方程 (纳维-斯托克斯方程的特例)

从以下方程出发:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{f}$$

其中  $\rho$  是流体密度,  $\mathbf{v}$  是速度,  $\boldsymbol{\sigma}$  是应力张量,  $\mathbf{f}$  表示单位质量的外部体密度力。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) = \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla (\rho \mathbf{v}) = \mathbf{v} (\nabla \cdot (\rho \mathbf{v})) + (\rho \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$$

对于理想流体 (无粘性), 应力张量仅包含压力项:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p \mathbf{I}$$

其中  $p$  是压力,  $\mathbf{I}$  是单位矩阵。应力张量的散度为:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = -\nabla p$$



代入动量方程并结合连续性方程简化，对于不可压缩流体 ( $\rho$  为常数)：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{且} \quad \nabla \rho = 0.$$

这意味着  $\mathbf{v} \frac{\partial \rho}{\partial t}$  等相关项消失。最终得到：

$$\boxed{\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{f}}$$

## 14.3 案例研究

### 14.3.1 背景

星际介质由不同密度和温度的气体和尘埃组成，构成了分子云、原子气体和电离相。当自引力超过压力支撑时，会发生引力坍缩，从而导致恒星形成。星际介质具有广泛的密度范围：

相	密度 $\rho$ (g cm <sup>-3</sup> )	坍缩时间尺度 $t_{\text{ff}}$
分子云 (弥散)	$4.2 \times 10^{-22}$	$\sim 10^7$ 年
分子云 (致密核心)	$4.2 \times 10^{-20}$	$\sim 10^6$ 年
原子氢 (HI) 云	$4.2 \times 10^{-24}$	$\sim 10^8$ 年
HII 区	$4.2 \times 10^{-25}$	$\sim 10^9$ 年

### 14.3.2 推导

- 连续性方程 (质量守恒)：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

- 欧拉方程 (动量守恒)：

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi$$

- 引力势的泊松方程，其中  $\nabla^2 \Phi$  是引力势的拉普拉斯算子：

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho$$

考虑一个均匀背景：

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho, \quad \mathbf{v} = \delta\mathbf{v}, \quad p = p_0 + \delta p, \quad \Phi = \Phi_0 + \delta\Phi$$



为了孤立纯粹的引力坍缩效应，我们考虑无压力极限情况：

- 线性化连续性方程：

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \delta \mathbf{v} = 0$$

- 线性化欧拉方程（忽略压力）：

$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \delta \Phi.$$

- 线性化泊松方程：

$$\nabla^2 \delta \Phi = 4\pi G \delta \rho$$

因此，

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \delta \mathbf{v}) = -\nabla^2 \delta \Phi$$

进而得到

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \delta \mathbf{v}) = -4\pi G \delta \rho$$

同时，

$$\frac{\partial^2 \delta \rho}{\partial t^2} + \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \delta \mathbf{v}) = 0$$

最后，

$$\frac{\partial^2 \delta \rho}{\partial t^2} + \rho_0 [-4\pi G \delta \rho] = 0$$

得出：

$$\frac{\partial^2 \delta \rho}{\partial t^2} = 4\pi G \rho_0 \delta \rho$$

该方程的形式为  $\ddot{\delta \rho} = \omega^2 \delta \rho$ ，其中

$$\omega^2 \equiv 4\pi G \rho_0 > 0$$

$e^{\omega t}$  模式代表密度扰动的指数增长，即引力坍缩。 $e^{-\omega t}$  模式随时间衰减，通常在坍缩初始条件中不具备物理意义。e-倍增时间（特征增长/坍缩时间尺度）为：

$$\tau \equiv \frac{1}{\omega} = \frac{1}{\sqrt{4\pi G \rho_0}} \sim \frac{1}{\sqrt{G \rho_0}}$$



## 15 地球研究

### 15.1 潮汐

潮汐是由于月球和太阳对地球产生的引力作用，导致海平面发生的周期性涨落现象。

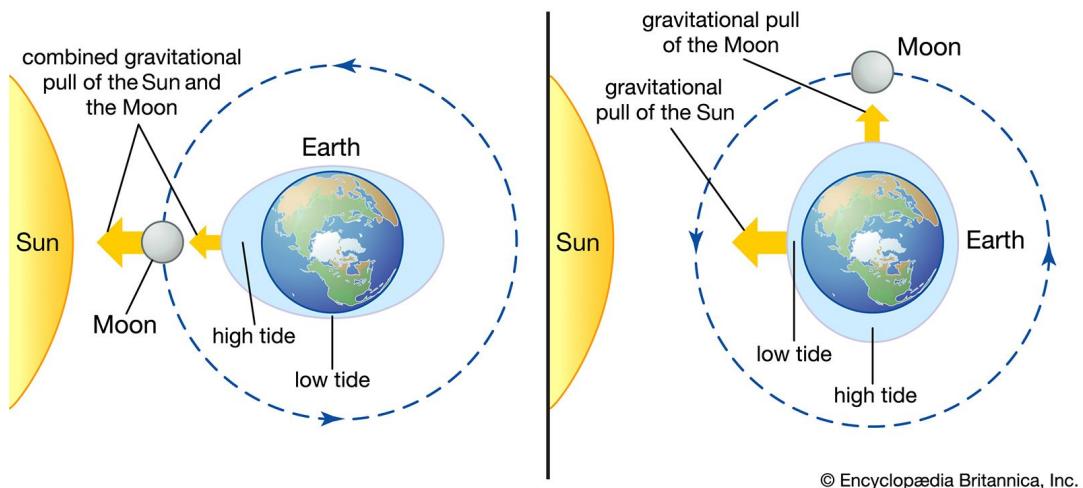
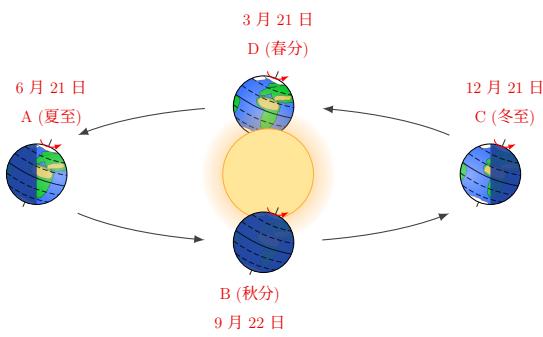


Figure 14: 来源: <https://www.britannica.com/science/tide>

### 15.2 季节

季节的产生是由于地轴相对于地球绕日公转轨道平面存在倾角 ( $23.5^\circ$ )。

- 夏季发生在向太阳倾斜的半球。
- 冬季发生在背离太阳倾斜的半球。
- 春季和秋季发生在两个半球都没有明显向太阳倾斜的时期。



### 15.3 影响气候的因素

气候取决于多种自然因素：



- **纬度**: 距离赤道的远近直接影响气温。
- **海拔**: 海拔越高，气温通常越低。
- **洋流**: 暖流或寒流会显著影响沿海地区的气候。
- **地形**: 山脉可以阻挡风力并影响降水分布。
- **人类活动**: 城市化和温室气体排放也在改变气候。

## 15.4 食现象

### 15.4.1 日食

当日球运行至地球和太阳之间，遮挡住阳光时，便发生了日食。

### 15.4.2 月食

当地球运行至太阳和月球之间，将影子投射在月球上时，便发生了月食。

## 15.5 空间天气

### 15.5.1 简介

空间天气是指地球空间环境中的动态状况，主要受太阳活动的影响。

### 15.5.2 太阳风

太阳风是从太阳大气外层（日冕）释放出的带电粒子流。它会影响地球的磁层，并可能干扰卫星通信。

### 15.5.3 太阳耀斑

太阳耀斑是太阳表面突然爆发的辐射。它们在整个电磁波谱中释放能量，可能对地球上的无线电通信和GPS系统产生影响。

### 15.5.4 日冕物质抛射 (CMEs)

CMEs 是从日冕中喷发出的巨大太阳风和磁场云。它们可以引发地磁暴，影响卫星、电网以及产生极光。

### 15.5.5 极光

极光（南极光和北极光）是由来自太阳的带电粒子与地球磁场及大气层相互作用产生的。



## 15.6 流星雨

当地球穿过彗星留下的碎片带时，就会发生流星雨。

## 15.7 分点 (Equinoxes)

“分点”每年出现两次，此时太阳直射赤道。在这些日期，全球各地的昼夜时长几乎相等。这两个分点分别是：

- **春分**：约在 3 月 20 日或 21 日，标志着北半球春季的开始。
- **秋分**：约在 9 月 22 日或 23 日，标志着北半球秋季的开始。

在分点时，太阳从正东方升起，从正西方落下。

## 15.8 至点 (Solstices)

“至点”每年出现两次，此时太阳相对于天赤道到达天空中的最高或最低点。这导致了一年中最长或最短的白昼。

- **夏至**：约在 6 月 21 日或 22 日。太阳处于最北点，北半球昼最长、夜最短，南半球则相反。
- **冬至**：约在 12 月 21 日或 22 日。太阳处于最南点，北半球昼最短、夜最长，南半球则相反。

## 15.9 太阳赤纬

太阳赤纬是太阳光线与地球赤道平面之间的夹角。它随季节变化，在夏至达到  $+23.5^{\circ}$ ，在冬至达到  $-23.5^{\circ}$ 。在分点时，太阳赤纬为  $0^{\circ}$ ，意味着太阳直射赤道。

# 16 宇宙研究

## 16.1 人类对太阳系的探索

人类探索太阳系涉及将宇航员送往地球之外，以探索、研究并可能定居在其他天体上。

- **目的**：推进科学知识、开发航天技术、激励社会，以及确保人类的长期生存。
- **主要挑战**：长期暴露在微重力环境下、宇宙辐射、医疗支持受限、心理隔离以及安全的再入大气层。



- **关键目的地:** 用于测试技术的月球、用于长期探测的火星，以及用于科学和资源研究的近地小行星。
- **实施方案:** 利用空间站、月球任务和可持续生命支持系统进行分步扩张。

## 16.2 行星探测任务

行星任务是旨在探索行星、卫星、小行星和彗星的机器人或载人任务。

- **飞越任务:** 以较低的燃料消耗和任务复杂度提供简短但宝贵的观测数据。
- **环绕任务:** 支持长期监测、全球测绘和大气研究。
- **着陆器与漫游车:** 能够进行直接的表面分析、地质和化学调查，但需要复杂的进入、下降和着陆(EDL)系统。
- **科学价值:** 揭示行星形成历史、气候演变和潜在的可居住性。

## 17 月球研究

### 17.1 岁差 (Precession)

岁差是由于太阳和月球对地球赤道隆起部分的引力转矩，导致地球自转轴发生的缓慢圆锥形运动。

$$\text{岁差率} \approx 50.3'' \text{ 每年}$$

**推导。** 将地球视为赤道半径为  $R_e$ 、极半径为  $R_p$  的扁球体。地球的赤道隆起受到来自太阳（或月球）的引力转矩：

$$\tau = \mathbf{r} \times \mathbf{F}$$

转矩的大小与地球转动惯量之差以及引力成正比：

$$\tau \approx \frac{3GM_s}{2r^3}(C - A)\sin 2\theta$$

其中

- $G$  是万有引力常数，
- $M_s$  是太阳质量，



- $r$  是日地距离,
- $C$  和  $A$  分别是地球绕极轴和赤道轴的主转动惯量,
- $\theta$  是黄赤交角 ( $\approx 23.5^\circ$ )。

岁差角速度  $\Omega_p$  是转矩与地球自转角动量  $L = C\omega$  的比值:

$$\Omega_p = \frac{\tau}{C\omega} = \frac{3GM_s}{2r^3} \frac{C - A}{C\omega} \cos \theta$$

此处,  $\omega$  是地球自转角速度。 $\cos \theta$  因子源于垂直于自转轴的转矩分量。对于扁球体地球:

$$C - A = \frac{2}{5}M_e R_e^2 J_2$$

其中

- $M_e$  是地球质量,
- $J_2 \approx 1.0826 \times 10^{-3}$  是动力学形状因子。

岁差角速度变为:

$$\Omega_p = \frac{3GM_s}{2r^3} \cdot \frac{\frac{2}{5}M_e R_e^2 J_2}{C\omega} \cos \theta$$

利用  $C \approx \frac{2}{5}M_e R_e^2$  进行化简:

$$\Omega_p \approx \frac{3GM_s}{2r^3\omega} J_2 \cos \theta$$

代入数值:

$$G = 6.674 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$$

$$M_s = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$$

$$r = 1.496 \times 10^{11} \text{ m}$$

$$\omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$$

$$J_2 = 1.0826 \times 10^{-3}$$

$$\theta = 23.5^\circ$$

$$\text{岁差率} = \Omega_p \times 206264.8'' \times 3.156 \times 10^7 \text{ s/年} \approx 50.3''/\text{年}$$



## 17.2 章动 (Nutation)

章动是指叠加在岁差运动上的微小周期性摆动。这是由于月球和太阳相对于地球的位置不断变化，导致地球自转轴倾角产生偏差。

## 17.3 天平动 (Libration)

天平动是月球的一种视摆动，使得地球上的观测者随着时间的推移能看到超过其表面一半（约 59%）的区域。主要有三种类型：

- **经向天平动**：由于月球公转轨道的离心率导致。
- **纬向天平动**：由于月球自转轴相对于其轨道平面的倾斜导致。
- **周日天平动**：由于地球自转以及观测者地理位置变化导致的视角偏差。

# 18 太阳系研究

## 18.1 形成

太阳系形成于约 46 亿年前，起源于一个巨大的由气体和尘埃组成的分子云。这一过程可分为几个阶段。

### 18.1.1 星云假说

星云假说认为太阳系形成于一个旋转的气体尘埃盘。这个被称为“太阳星云”的云团在自身引力作用下坍缩，中心形成了太阳，剩余物质则形成了行星。核心阶段如下：

1. **太阳星云坍缩**：气体和尘埃云因引力开始收缩。在收缩过程中，它旋转得越来越快，形成了一个扁平的旋转盘。
2. **太阳的形成**：在圆盘中心，温度和压力急剧升高，最终引发核聚变，点燃了太阳。
3. **行星吸积**：在圆盘的外围区域，尘埃和气体开始聚集形成“星子”，这些星子通过进一步的碰撞和合并，形成了行星、卫星和其他小天体。
4. **清除星云**：新生太阳产生的太阳风吹走了剩余的气体和尘埃，留下了如今的太阳系结构。



### 18.1.2 分异与演化

在初始形成后，太阳系经历了几个演化过程：

- **分异作用**：早期的行星处于熔融状态，重物质下沉到核心，轻物质上升到表面。
- **后期重轰炸期**：在早期阶段，行星频繁受到残留星子的撞击，形成了表面的陨石坑。
- **轨道演化**：行星与太阳系内其他天体之间的引力相互作用导致其轨道随时间发生了变化。

## 18.2 太阳系的结构与组成

太阳系由太阳以及所有受其引力束缚的天体组成，包括行星、卫星、小行星、彗星等。

### 18.2.1 太阳

太阳是太阳系的中心恒星，提供了维持系统稳定的引力。它主要由氢和氦组成，占太阳系总质量的约99.86%。太阳核心发生的核聚变产生了巨大的能量，支持着地球上的生命。

### 18.2.2 行星

太阳系有八大行星，分为两大类：

**类地行星** 即内行星，主要由岩石和金属组成。包括：

- 水星
- 金星
- 地球
- 火星

**气态巨行星与冰巨星** 即外行星，主要由氢、氦及其他气体组成。气态巨行星包括：

- 木星
- 土星

冰巨星含有更高比例的“冰”（水、氨、甲烷），包括：

- 天王星
- 海王星



### 18.2.3 矮行星与小天体

太阳系还包含大量较小的天体：

- **矮行星**：类似于行星但未能清除其轨道附近的其他物体。例如冥王星、谷神星和阋神星。
- **小行星**：主要分布在火星和木星之间小行星带的岩石体。
- **彗星**：冰冷的天体，通常具有高度椭圆的轨道，接近太阳时会产生彗尾。
- **流星体**：小行星或彗星的碎片，进入地球大气层时会引发流星。

### 18.2.4 柯伊伯带与奥尔特云

太阳系的外围区域分布着冰冷的天体和矮行星：

- **柯伊伯带**：海王星轨道之外的区域，包含大量冰冷天体（如冥王星）。
- **奥尔特云**：一个假设存在的、远距离环绕太阳系的球壳状云团，被认为是长周期彗星的发源地。



## Part II: 数据分析

# 19 概率

## 19.1 简介

事件  $A$  的概率是一个介于 0 到 1 之间的数值，代表该事件发生的可能性。其定义为：

$$P(A) = \frac{\text{有利结果数}}{\text{所有可能结果的总数}}$$

例如，在一枚均匀硬币的投掷中，正面朝上的概率为：

$$P(\text{正面}) = \frac{1}{2}$$

事件  $A$  的补集（记作  $A^c$ ）发生的概率为：

$$P(A^c) = 1 - P(A)$$

例如，如果  $P(\text{正面}) = \frac{1}{2}$ ，那么反面朝上的概率  $P(\text{反面}) = \frac{1}{2}$ 。

在已知事件  $B$  已经发生的条件下，事件  $A$  发生的概率称为条件概率，记作  $P(A|B)$ 。其计算公式为：

$$P(A|B) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)}$$

这是在假设  $P(B) > 0$  的前提下， $A$  关于  $B$  的条件概率。

## 19.2 随机变量

随机变量是随机现象结果的数值表示。它可以分为两类：

- **离散型随机变量**：取值为离散的数值（例如：投掷 10 次硬币中正面朝上的次数）。
- **连续型随机变量**：可以在给定范围内取任意值（例如：个人的身高）。



对于离散型随机变量，概率质量函数 (PMF) 给出了每个可能结果的概率。例如，掷一枚均匀骰子（结果为 1, 2, 3, 4, 5, 6）的 PMF 为：

$$P(X = x) = \frac{1}{6}, \quad x \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$$

对于连续型随机变量，我们使用概率密度函数 (PDF)。连续型随机变量  $X$  落在区间  $[a, b]$  内的概率由 PDF 在该区间上的积分给出：

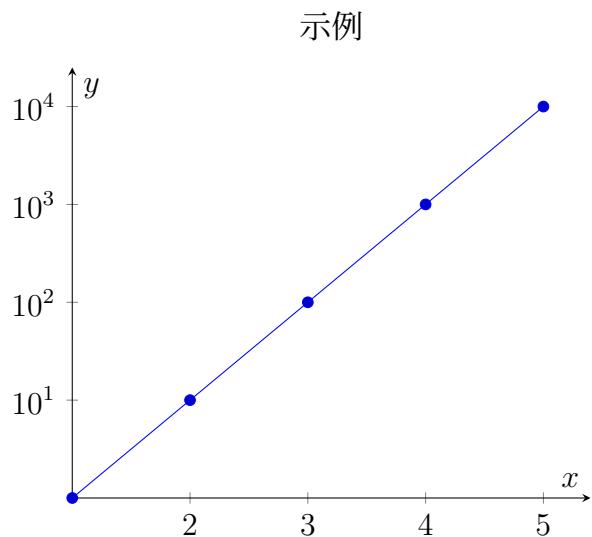
$$P(a \leq X \leq b) = \int_a^b f_X(x) dx$$

其中  $f_X(x)$  是  $X$  的概率密度函数。

## 20 线性刻度与对数刻度

在线性刻度中，每一等份增量之间的距离是相等的，坐标轴数值按常数累加。

而在对数刻度中，数值之间的距离与数值的对数成正比：



## 21 集中趋势的度量



**定义. 21.1: 平均数 (Mean)**

平均数  $\bar{x}$  是所有观测值的总和除以观测值的个数。对于样本量为  $n$  的样本：

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

**定义. 21.2: 中位数 (Median)**

中位数是将数据从小到大排列后的中间值。

- 如果  $n$  为奇数：中位数是位于第  $\frac{n+1}{2}$  个位置的值。
- 如果  $n$  为偶数：中位数是中间两个值的平均数。

**定义. 21.3: 众数 (Mode)**

众数是数据集中出现次数最频繁的值。

## 22 离散程度的度量

### 22.1 基本概念

**定义. 22.1: 四分位数 (Quartile)**

四分位数是将排序后的数据集等分为四部分的统计量，用于描述数据的分布和散布情况。三个四分位数为：

$$Q_1 \text{ (第一四分位数)}, \quad Q_2 \text{ (第二四分位数, 即中位数)}, \quad Q_3 \text{ (第三四分位数)}$$

这些分位数将数据分为四个区间，每个区间包含 25% 的观测值。

**定义. 22.2: 标准差 (Standard Deviation)**

标准差是衡量一组数值数据离散程度的指标。它反映了各数值平均偏离均值的程度。较小的标准差意味着数据点集中在均值附近，而较大的标准差则意味着数据分布较广。对于数据点

$$x_1, x_2, x_3, \dots, x_N,$$

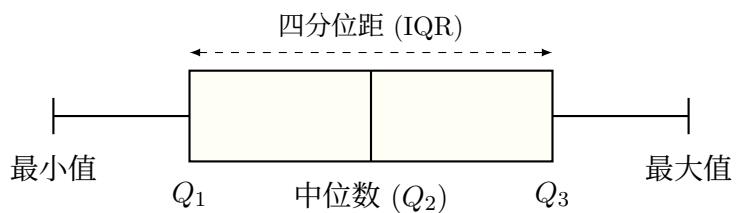


其标准差定义为：

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$$

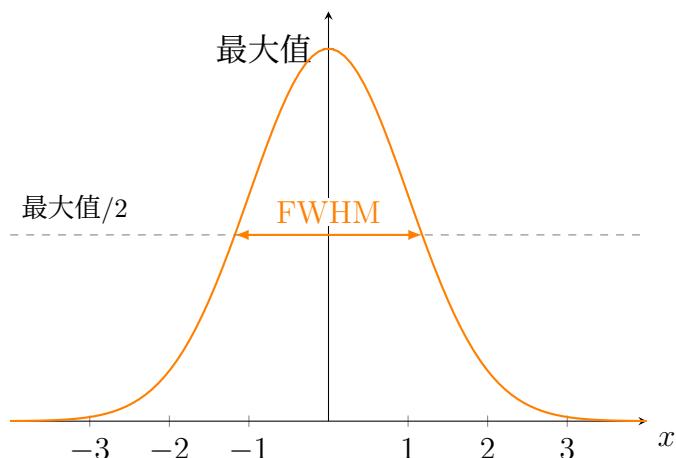
## 22.2 箱线图 (Box-and-Whisker)

箱线图是一种通过五个核心统计量来展示数值数据分布情况的图形方法：



## 23 半高全宽 (FWHM)

半高全宽 (Full Width at Half Maximum) 是指曲线达到其最大振幅一半处的宽度。



**示例：**对于高斯函数

$$f(x) = Ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

其中：

- $A$  是高斯函数的振幅 (最大值),
- $\mu$  是分布的均值 (中心点),
- $\sigma$  是分布的标准差 (宽度指标)。



根据定义：

$$Ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} = \frac{A}{2},$$

解得：

$$(x - \mu)^2 = 2\sigma^2 \ln 2.$$

半高处的点  $x$  为：

$$x = \mu \pm \sigma \sqrt{2 \ln 2}.$$

因此，FWHM 为：

$$\text{FWHM} = x_2 - x_1 = 2\sigma \sqrt{2 \ln 2}$$

## 24 误差分析

在实验测量中，所有量都存在不确定度或误差。如果一个函数取决于多个变量：

$$z = f(x, y, \dots),$$

且  $x, y, \dots$  具有不确定度  $\Delta x, \Delta y, \dots$ ，则  $z$  的近似不确定度为：

$$\boxed{\Delta z \approx \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \dots}}$$

## 25 回归分析

### 25.1 线性回归

线性回归是一种基础的有监督学习算法，用于建模标量响应（因变量  $Y$ ）与一个或多个解释变量（自变量  $X$ ）之间的关系。对于简单线性回归（单个自变量），这种关系用直线模型表示：

$$\hat{y} = \beta_0 + \beta_1 x$$

其中  $\hat{y}$  是预测响应值， $x$  是自变量， $\beta_0$  是截距， $\beta_1$  是斜率。



### 25.1.1 最小二乘法

目标是找到最优系数  $(\beta_0, \beta_1)$ , 使直线能够最好地拟合观测数据点  $(x_i, y_i)$ 。所谓的“最佳拟合”是由最小二乘法定义的, 即最小化残差平方和。

#### 定义. 25.1: 残差 (Residual)

第  $i$  个数据点的残差  $e_i$  是实际值  $y_i$  与预测值  $\hat{y}_i$  之间的差值:

$$e_i = y_i - \hat{y}_i = y_i - (\beta_0 + \beta_1 x_i)$$

#### 定义. 25.2: 代价函数 (Cost Function)

代价函数  $J(\beta_0, \beta_1)$  是我们要最小化的量:

$$J(\beta_0, \beta_1) = \sum_{i=1}^n e_i^2 = \sum_{i=1}^n (y_i - (\beta_0 + \beta_1 x_i))^2$$

#### 定理. 25.1: 线性回归解

为了找到  $J(\beta_0, \beta_1)$  的最小值, 我们将对  $\beta_0$  和  $\beta_1$  的偏导数设为零。由此可得出最优系数  $\hat{\beta}_0$  和  $\hat{\beta}_1$  的解:

- 最优斜率系数为:

$$\hat{\beta}_1 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

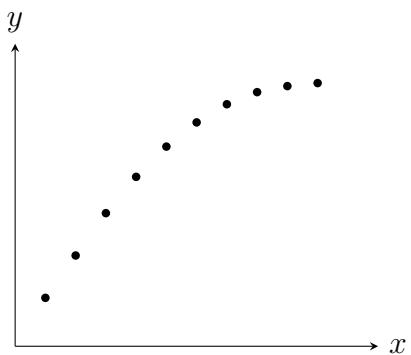
- 最优截距系数可通过回归线必须穿过均值点  $(\bar{x}, \bar{y})$  这一事实求得:

$$\hat{\beta}_0 = \bar{y} - \hat{\beta}_1 \bar{x}$$

## 25.2 非线性回归

非线性回归旨在为变量间非线性关系的数据拟合曲线。虽然计算机可以精确完成此任务, 但也可以通过“眼力与笔”手动进行近似拟合。





绘制一条平滑曲线，使其在视觉上尽可能贴近所有点。不断调整形状，直到它捕捉到整体趋势。



## Part III: 观测天文学

# 26 仪器与太空技术

## 26.1 底片比例尺 (Plate Scale)

底片比例尺  $S$  的计算公式为:

$$S = \frac{206265}{f} \quad (\text{单位: 角秒/毫米})$$

其中:

- $f$  是望远镜的焦距 (单位: 毫米)。
- 206265 是一弧度对应的角秒数。

若探测器的像素大小为  $p$  毫米, 则以像素为单位的底片比例尺为:

$$S_{\text{pixel}} = \frac{206265 \cdot p}{f} \quad (\text{单位: 角秒/像素})$$

## 26.2 望远镜

### 26.2.1 望远镜类型

**光学望远镜** 折射望远镜利用透镜使光线折射 (弯曲) 并汇聚到焦点。

- 优点: 镜筒密封、无中央遮挡、适合观测行星。
- 缺点: 存在色差、尺寸受限、造价昂贵。
- 结构: 物镜 → 镜筒 → 目镜。

**反射望远镜** 利用反射镜将光线反射并汇聚到焦点。

- 光学设计分类:

1. **牛顿式 (Newtonian)**: 主镜为抛物面镜, 配有平面的副斜镜。
2. **卡塞格林式 (Cassegrain)**: 主镜为双曲面镜, 副镜为凸面镜。
3. **里奇-克莱琴式 (Ritchey-Chrétien)**: 主、副镜均为双曲面镜 (无球面像差)。
4. **纳斯姆斯式 (Nasmyth)**: 通过平面镜将光线引导至望远镜侧面。



- **优点：**无色差、更易制造大口径。
- **缺点：**存在中央遮挡、某些设计存在彗差。

**射电望远镜** 射电望远镜利用巨大的抛物面天线或阵列收集无线电波。

- **典型实例：**阿雷西博 (305 m)、FAST “中国天眼” (500 m)、ALMA (干涉阵列)。
- **组成部分：**天线盘面、馈源天线、接收机、放大器、记录仪。

### 26.2.2 架台类型

架台类型	优点	缺点
地平式 (Altazimuth)	结构简单、紧凑	存在场旋 (Field rotation)
赤道仪 (Equatorial)	自然跟踪天体	结构复杂、沉重
叉式 (Fork)	适合卡塞格林式，较稳定	覆盖天区受限
德式赤道仪	平衡性好	需要中天翻转 (Meridian flip)

Table 10: 望远镜常见架台类型对比

### 26.2.3 核心组件

1. **主镜/物镜：**核心集光元件。
2. **副镜：**改变光路指向（见于反射镜）。
3. **调焦座：**调节目镜或仪器的位置。
4. **目镜/终端仪器：**最终的光学分析设备。
5. **架台：**支撑并指向望远镜的机械结构。
6. **驱动系统：**补偿地球自转，跟踪天体。

### 26.2.4 线性放大倍率

望远镜的放大倍率定义为物体视尺寸增加的倍数：

$$M = \frac{f_{\text{物}}}{f_{\text{目}}}$$

其中  $f_{\text{物}}$  为物镜或主镜的焦距， $f_{\text{目}}$  为目镜的焦距。



### 26.2.5 角放大倍率

设物体高度为  $h$ , 距离眼睛  $D$ 。眼睛观察到的角度（视角） $\theta$  为:

$$\theta \approx \tan \theta = \frac{h}{D} \quad (\theta \ll 1)$$

角放大倍率  $M$  定义为:

$$M = \frac{\theta'}{\theta}$$

其中:

- $\theta'$  是通过透镜观察时物体所张的角度。
- $\theta$  是肉眼（不借助仪器）直接观察时物体所张的角度。

### 26.2.6 色差 (Chromatic Aberration)

色差是由于光的色散引起的一种透镜光学缺陷。其原因是透镜材料的折射率取决于入射光的波长。折射率  $n$  是波长  $\lambda$  的函数:

$$n = n(\lambda)$$

通常, 短波长 (紫光) 比长波长 (红光) 经受更高的折射率:

$$n_{\text{紫}} > n_{\text{红}}$$

根据薄透镜制镜者公式:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

由于  $n$  随  $\lambda$  变化, 焦距  $f$  也随之变化。因此, 不同颜色的光会聚焦在光轴的不同位置, 导致图像边缘出现色散。

### 26.2.7 焦比 ( $f$ -number)

焦比 (或称  $f$  值) 是望远镜焦距  $f$  与有效口径  $D$  的比值:

$$f/\# = \frac{f}{D}$$

较小的焦比意味着更广的视场和更快的曝光速度, 这对于观测暗弱天体非常重要。



### 26.2.8 集光力 (Light-gathering Power)

望远镜的集光力是指其收集天体光线的能力。口径越大，能探测到的天体越暗。集光力与望远镜口径  $D$  的平方成正比：

$$L \propto D^2$$

### 26.2.9 自适应光学 (Adaptive Optics)

自适应光学是一种用于补偿地球大气扰动（视宁度影响）的技术。其工作流程如下：

1. 使用导星或激光在天空中建立参考点。
2. 波前传感器测量来自导星的光线畸变。
3. 计算机实时计算波前修正量。
4. 可变形镜面调整光路，实时抵消大气扰动。

## 26.3 干涉仪 (Interferometer)

**两单元干涉仪几何模型** 干涉仪联合两台望远镜同时观测同一天体。对于基线距离为  $D$  的两台望远镜，其角分辨率  $\theta$  取决于观测波长  $\lambda$ ：

$$\theta \sim \frac{\lambda}{D}$$

**综合孔径 (Aperture Synthesis)** 综合孔径技术通过多台望远镜在不同位置的联合观测，模拟出一个口径等效于最大基线长度的巨型望远镜。

## 26.4 探测器

### 26.4.1 光度计 (Photometers)

光度计通过滤光片和单个探测元件测量特定波段内的光强。

### 26.4.2 电荷耦合器件 (CCDs)

CCD 是将光子转化为电子并进一步转化为电压的数字探测器。一个像素中产生的电子数  $N_e$  计算公式为：

$$N_e = F_\gamma A t \text{QE}$$

其中  $F_\gamma$  是光子通量， $A$  是集光面积， $t$  是曝光时间，QE 是探测器的量子效率。



## 26.5 空间探测仪器

空间仪器在地球大气层之上运行，具有以下特征：

- **突破大气窗口限制**：能够观测被大气吸收的紫外线、X射线和红外线。
- **极高分辨率**：无大气湍流，图像更清晰。
- **约束条件**：造价极高、维护维修困难、寿命有限。

## 26.6 信噪比 (Signal-to-Noise Ratio)

### 26.6.1 定义

信噪比 (SNR) 衡量在噪声背景下信号的质量。

$$\text{SNR} = \frac{S}{N} = \frac{\text{信号强度}}{\text{噪声强度}}$$

### 26.6.2 泊松噪声 (Poisson Noise)

#### 定义. 26.1: 泊松分布

对于光子计数探测器，主要的噪声来源通常是泊松噪声。若预期信号为  $S$  个光子，其标准差（噪声）为：

$$\sigma = \sqrt{S} \implies \text{SNR} = \frac{S}{\sqrt{S}} = \sqrt{S}$$

### 26.6.3 完整信噪比方程

综合考虑信号  $S$ 、背景噪声  $B$ 、读出噪声  $\sigma_{\text{read}}$  等因素：

$$\text{SNR} = \frac{S}{\sqrt{S + B + n_{\text{pix}} \left(1 + \frac{n_{\text{pix}}}{n_B}\right) (N_s + N_D + \sigma_{\text{read}}^2 + G^2 \sigma_f^2)}}$$

其中：

- $N_D$  表示暗电流噪声（热产生电子）。
- $G$  表示 CCD 的增益。

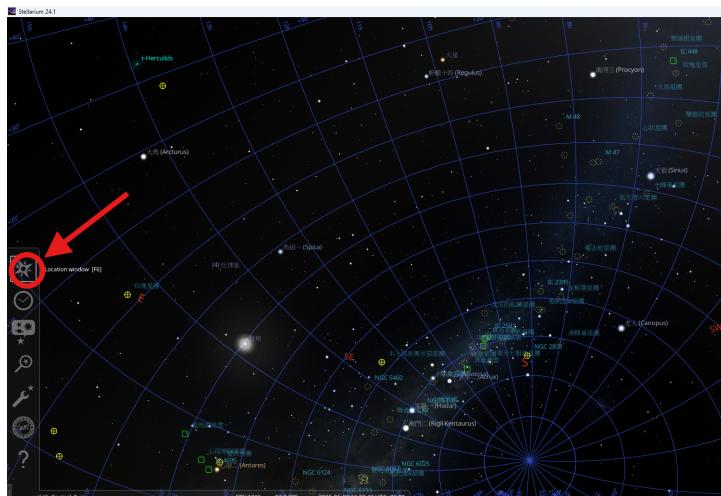


- $\sigma_f$  表示法诺噪声 (Fano noise)。

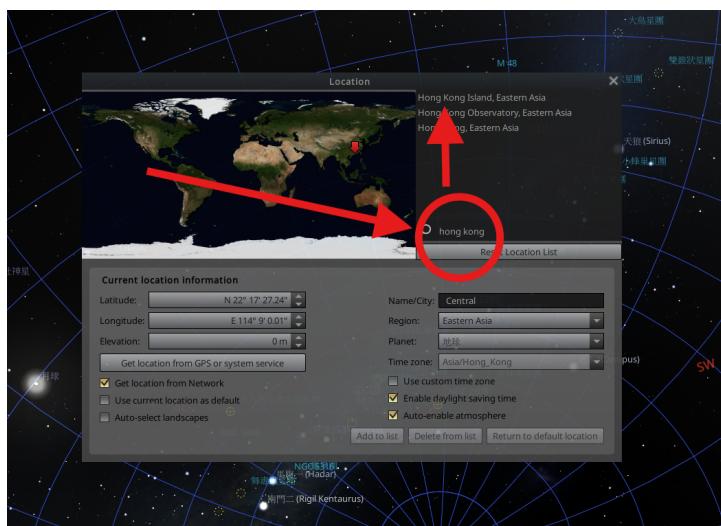
## 27 Use of Stellarium to Practice

Stellarium is a software that simulates the night sky without having to go outdoor. You may find the installation from the official Stellarium website <https://stellarium.org/>. Stellarium will be involved heavily during your practice on observation paper and planetarium paper. The best way to practice using Stellarium is by exploring around. You will discover essential elements and function as you work your way through Stellarium. In this section, we will cover basic starting functions for you to start observing.

### 27.1 Changing location

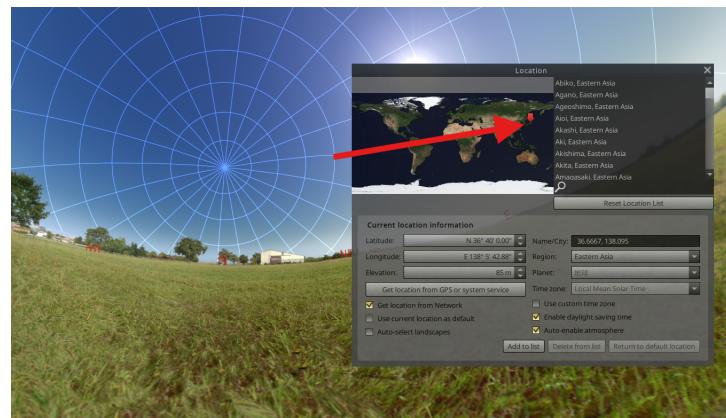


Step 1: go to the left access panel



Step 2: Select the region or enter the latitude and longitude of observation





*Step 3: Explore the different view by clicking on the map  
(see how to turn on the grid in Enable Markings)*

## 27.2 Changing date



*Press the "Date/Time" to change the observing date*



### 27.3 Changing Time



Press the arrows to speed up and slow down time.

### 27.4 Enable Markings

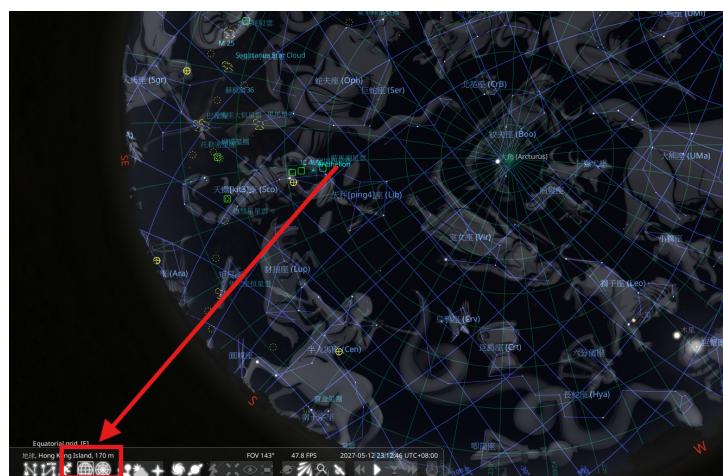


These buttons can toggle **constellation labeling**

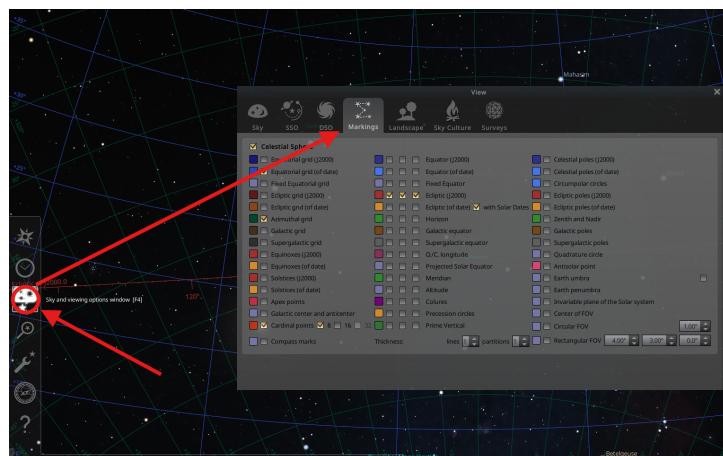




*These buttons can toggle Deep Sky Objects labeling*



*These buttons can toggle Equatorial and Alt-Azi Grid lines*



*All the markings can be edited in this option*

