

▼ 第1章 \mathbb{R}^3 空间的向量分析

▼ 向量分析基本知识

- 爱因斯坦求和约定
- Kronecher delta 符号 δ_{ij}
- 三阶单位全反对称张量 (三阶 Levi-Citita 符号) ε_{ijk}
- 一些简单算例

▼ 梯度、散度、旋度

- 梯度 (gradient) 的定义
- 散度 (divergence) 的定义
- 旋度 (curl) 的定义
- 直角坐标系下的梯度、散度、旋度
- ∇ 算子

▼ 梯度与方向导数的关系

- 方向导数
- 梯度和方向导数的关系

▪ 散度与高斯定理

▪ 旋度与斯托克斯定理

▼ \mathbb{R}^3 空间中向量分析常用公式

▪ 分析工具

▼ \mathbb{R}^3 空间中重要微分恒等式

- 与 \vec{r} 有关的公式
- 从左往右证的公式
- 需要注意力的公式
- 从右往左证的公式

▼ \mathbb{R}^3 空间中重要积分恒等式

- 高斯定理
- 斯托克斯定理
- 格林第一恒等式
- 格林第二恒等式

▼ 第2章 \mathbb{R}^3 空间曲线坐标系中的向量分析

▼ ∇ 算子

- 直角坐标下的 ∇
- 球坐标下的 ∇
- 柱坐标下的 ∇

▼ ∇^2 算子

- 直角坐标下的 ∇^2
- 球坐标下的 ∇^2
- 柱坐标下的 ∇^2

▪ 第3章 线性空间

▼ 第4章 复变函数的概念

▪ 欧拉公式

▼ 复变函数

▼ 常见复变函数

- 有理函数
- 指数函数
- 对数函数
- 幂函数
- 三角函数
- 双曲函数

▼ 第5章 解析函数

▼ 复变函数的导数

- 复变函数的连续性
- 复变函数的导数
- 柯西-黎曼条件
- 命题的证明
- ▼ 复变函数的解析性
 - 复变函数的解析性
 - ▼ 相关定理
 - 定理1
 - 定理2
 - 定理3
 - 定理4
 - ▼ 例题
 - ▼ 例1
 - 方法1（积分法）
 - 例2
 - 例3
- ▼ 第6章 复变函数积分
 - ▼ 复变函数积分
 - 复变函数积分的定义
 - 复变函数积分的性质
 - ▼ 柯西积分定理
 - 单连通区域柯西积分定理
 - 多连通区域的柯西积分定理
 - 柯西积分公式
 - 解析函数高阶导数的积分表达式
- ▼ 第7章 复变函数的级数展开
 - 解析函数的泰勒展开
 - ▼ 解析函数的洛朗展开
 - 复变函数的零点
 - 复变函数的奇点
 - ▼ 奇点的分类
 - 孤立奇点
 - 非孤立奇点
 - 孤立奇点的分类
 - 解析函数的洛朗展开定理
 - ▼ 例题
 - 例1
 - 例2
- ▼ 第8章 留数定理及其在实积分中的应用
 - ▼ 留数定理
 - 留数的定义
 - ▼ 留数的求法
 - 定义法
 - 极限法
 - 特殊情况
 - ▼ 留数定理
 - 例1
 - ▼ 留数定理在实积分中的应用
 - 计算无穷限奇异积分的柯西主值
 - 利用 Jordan 引理计算一类带有三角函数的实积分问题
 - ▼ 计算一类被积函数为有理三角函数式的实积分
 - 例1
 - 例2
- ▼ 第9章 傅里叶变换

- ▼ 傅里叶级数
 - 三角函数基的傅里叶级数
 - e 指数基的傅里叶级数
- ▼ 傅里叶变换(to be continued)
 - 傅里叶分解与傅里叶变换
 - ▼ 傅里叶变换的基本性质
 - 线性定理
 - 延迟定理
 - 位移定理
 - 标度变换定理
 - 微分定理
 - 卷积定理
- ▼ 第10章 拉普拉斯变换
 - 拉普拉斯变换的定义
 - ▼ 拉普拉斯变换的性质（两种记号）
 - 线性定理
 - 延迟定理
 - 位移定理
 - 标度变换定理
 - 卷积定理
 - 微分定理
 - 积分性质
 - 周期函数变换定理
 - 常用拉普拉斯变换及反演
 - ▼ 拉普拉斯变换的应用
 - ▼ 解常微分方程
 - 例1
- ▼ 第11章 δ 函数
 - δ 函数的定义
 - δ 函数的性质
 - ▼ 三维 δ 函数
 - 三维直角坐标系
 - 三维球坐标系
 - 三维柱坐标系
 - 不同形式的 δ 函数
 - ▼ δ 函数的傅里叶展式和傅里叶变换
 - 一维
 - 三维
 - ▼ 例题
 - 例1
- 第12章 小波变换初步
- ▼ 第13章 波动方程、输运方程、泊松方程及其定解问题
 - ▼ 波动方程、输运方程、泊松方程的标准形式
 - 波动方程（双曲方程）
 - 输运方程（抛物方程）
 - 泊松方程（椭圆方程）
 - 拉普拉斯方程
 - ▼ 波动方程、输运方程、泊松方程的定解条件
 - ▼ 初始条件
 - 波动方程初始条件
 - 输运方程初始条件
 - 泊松方程初始条件
 - ▼ 边界条件
 - 第一类边界条件

- 第二类边界条件
- 第三类边界条件
- 自然边界条件
- 周期性边界条件
- 衔接条件
- ▼ 波动方程、输运方程、泊松方程的定解条件
 - 波动方程定解条件
 - 输运方程定解条件
 - 泊松方程定解条件
- ▼ 第14章 分离变量法
 - 例1
 - 例2
 - 例3
- ▼ 第15章 曲线坐标系下的分离变量
 - ▼ 球坐标系下方程的分离变量
 - ▼ 拉普拉斯方程在球坐标系下的分量变量
 - 径向方程
 - 球函数方程
 - 方位角满足的方程
 - 连带勒让德方程
 - 勒让德方程
 - ▼ 亥姆霍兹方程在球坐标系下的分离变量
 - 球贝塞尔方程
 - 球函数方程
 - 方位角满足的方程
 - 连带勒让德方程
 - 勒让德方程
 - ▼ 柱坐标系下方程的分离变量
 - ▼ 柱坐标系下亥姆霍兹方程的分离变量
 - $\Phi(\varphi)$ 满足的方程
 - $Z(z)$ 满足的方程
 - $R(\rho)$ 满足的方程及贝塞尔方程
- ▼ 第16章 球函数
 - ▼ 勒让德多项式
 - 前几个勒让德多项式
 - ▼ 勒让德多项式的性质
 - 罗德里格斯公式（勒让德多项式的微分表达式）
 - 勒让德多项式的生成函数（母函数）
 - 勒让德多项式的递推公式
 - 勒让德函数的正交归一性
 - ▼ 具有轴对称的拉普拉斯方程的求解
 - 例1
 - 例2
 - 例3
 - 例4
- ▼ 第17章 柱函数
 - ▼ 贝塞尔函数
 - 贝塞尔函数（第一类贝塞尔函数）和诺伊曼函数（第二类贝塞尔函数）
 - ▼ 贝塞尔方程的通解
 - 非整数阶贝塞尔方程的通解
 - 整数阶贝塞尔方程的通解
 - 整数阶贝塞尔函数的简单性质
 - 贝塞尔函数的递推关系
 - 柱函数

▼ 例题

▪ 例1

- 第18章 格林函数法
- 第19章 其他方程求解
- 第20章 非线性数学物理方程初步
- 第21章 泛函的变分
- 第22章 变分原理

第1章 \mathbb{R}^3 空间的向量分析

向量分析基本知识

爱因斯坦求和约定

在同一代数项中见到两个重复指标 i 就自动进行求和（除非特别指出该重复指标不求和），我们称求和指标 i 为“哑标”。

比如， \mathbb{R}^3 空间中的向量 $\vec{A} \in \mathbb{R}^3$ 在直角坐标下可表示为：

$$\vec{A} = A_1 \vec{e}_1 + A_2 \vec{e}_2 + A_3 \vec{e}_3 \equiv \sum_i A_i \vec{e}_i$$

其中， $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ 分别是 x, y, z 轴正方向上的单位向量。

可利用爱因斯坦求和约定将 $\vec{A} \in \mathbb{R}^3$ 简写为：

$$\vec{A} = \sum_i A_i \vec{e}_i \rightarrow \vec{A} = A_i \vec{e}_i$$

这样就省去了写求和符号的工作。

Kronecher delta 符号 δ_{ij}

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & , i = j \\ 0 & , i \neq j \end{cases}$$

三阶单位全反对称张量（三阶 Levi-Citita 符号） ε_{ijk}

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} 1 & , ijk = 123, 231, 312, \text{即相邻两指标经过偶次对换能还原到123} \\ -1 & , ijk = 132, 213, 321, \text{即相邻两指标经过奇次对换能还原到123} \\ 0 & , ijk \text{中有相同指标} \end{cases}$$

可以利用 ε_{ijk} 表示任何一个三阶行列式：

$$\begin{vmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{vmatrix} = \varepsilon_{ijk} a_i b_j c_k$$

一些简单算例

$$\vec{e}_i \cdot \vec{e}_j = \delta_{ij}$$

$$A_i \delta_{ij} = A_j$$

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = A_i B_i$$

$$\vec{A} \cdot \vec{B} = (A_i \vec{e}_i) \cdot (B_j \vec{e}_j) = A_i B_j \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j = A_i B_j \delta_{ij} = A_i B_i$$

$$\vec{A} \times \vec{B} = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i A_j B_k$$

$$\vec{A} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} \vec{e}_1 & \vec{e}_2 & \vec{e}_3 \\ A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \end{vmatrix} = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i A_j B_k$$

梯度、散度、旋度

梯度 (gradient) 的定义

设 $\psi(\vec{r})$ 是标量场, $\psi(\vec{r})$ 其梯度, 记为 $\text{grad } \psi(\vec{r})$, 由下式定义:

$$\text{grad } \psi(\vec{r}) \cdot d\vec{r} = d\psi(\vec{r})$$

其中, $d\vec{r}$ 是位矢 \vec{r} 的微小变化, $d\psi(\vec{r})$ 是标量场 $\psi(\vec{r})$ 因位矢 \vec{r} 变化 $d\vec{r}$ 而引起的相应的变化。具体来说, $d\psi(\vec{r})$ 的定义为:

$$d\psi(\vec{r}) \equiv \psi(\vec{r} + d\vec{r}) - \psi(\vec{r})$$

散度 (divergence) 的定义

向量场 \vec{A} 的散度, 记为 $\text{div } \vec{A}$, 定义为:

$$\text{div } \vec{A} \equiv \lim_{V \rightarrow 0^+} \frac{1}{V} \oint_{\partial V^+} \vec{A} \cdot d\vec{S}$$

旋度 (curl) 的定义

向量场 \vec{A} 的旋度, 记为 $\text{curl } \vec{A}$, 由下式定义:

$$(\text{curl } \vec{A}) \cdot \vec{n} = \lim_{\sigma \rightarrow 0^+} \frac{1}{\sigma} \oint_{\partial \sigma^+} \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

其中, σ 是与 \vec{n} 垂直的面元。 \vec{n} 与面元 σ 的正绕行方向满足右手定则。

直角坐标系下的梯度、散度、旋度

这里直接给出结论。

$$\text{grad } \psi = \vec{e}_i \partial_i \psi$$

$$\text{div } \vec{A} = \partial_i A_i$$

$$\text{curl } \vec{A} = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j A_k$$

∇ 算子

∇ 算子 (nabla 算子, 或 del 算子) 定义为:

$$\nabla \equiv \vec{e}_i \partial_i$$

其中, ∂_i 的定义为:

$$\partial_i \equiv \frac{\partial}{\partial x_i}$$

利用 ∇ 算子, 可将梯度、散度、旋度表示为:

$$\text{grad } \psi = \vec{e}_i \partial_i \psi \equiv \nabla \psi$$

$$\text{div } \vec{A} = \partial_i A_i \equiv \nabla \cdot \vec{A}$$

$$\text{curl } \vec{A} = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j A_k \equiv \nabla \times \vec{A}$$

为了书写方便, 以后用 $\nabla \psi, \nabla \cdot \vec{A}, \nabla \times \vec{A}$ 分别来指代梯度、散度、旋度。

梯度与方向导数的关系

方向导数

标量场 ψ 在 \vec{r} 点处沿 \vec{v} 方向的方向导数，记为 $\left.\frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial l}\right|_{\vec{v}}$ ，定义为：

$$\left.\frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial l}\right|_{\vec{v}}\equiv\lim_{v\rightarrow0^+}\frac{\psi(\vec{r}+\vec{v})-\psi(\vec{r})}{v}$$

特别地，标量场 ψ 在曲面 Σ 上的 \vec{r} 点处沿曲面上 \vec{r} 点的外法向的方向导数简记为：

$$\frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial n}$$

梯度和方向导数的关系

标量场的梯度的定义：

$$\nabla\psi\cdot\mathrm{d}\vec{r}=\mathrm{d}\psi$$

设 $\mathrm{d}\vec{r}=\vec{n}\mathrm{d}r$ ，其中 \vec{n} 是与 $\mathrm{d}\vec{r}$ 同向的单位向量，则有：

$$(\nabla\psi)\cdot\vec{n}\mathrm{d}r=\mathrm{d}\psi$$

即：

$$(\nabla\psi)\cdot\vec{n}=\frac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}r}=\frac{\psi(\vec{r}+\mathrm{d}\vec{r})-\psi(\vec{r})}{\mathrm{d}r}=\left.\frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial l}\right|_{\vec{n}}$$

这就是说，标量场 ψ 的梯度 $\nabla\psi$ 在某一方向 \vec{n} 的投影恰等于标量场沿这一方向 \vec{n} 的方向导数 $\left.\frac{\partial\psi(\vec{r})}{\partial l}\right|_{\vec{n}}$ 。

散度与高斯定理

从散度的定义

$$\nabla\cdot\vec{A}\equiv\lim_{V\rightarrow0^+}\frac{1}{V}\oint_{\partial V^+}\vec{A}\cdot\mathrm{d}\vec{S}$$

出发，可以导出高斯定理：

$$\oint_{\partial V^+}\vec{A}\cdot\mathrm{d}\vec{S}=\int_V(\nabla\cdot\vec{A})\mathrm{d}V$$

旋度与斯托克斯定理

从旋度的定义

$$\left(\nabla\times\vec{A}\right)\cdot\vec{n}=\lim_{\sigma\rightarrow0^+}\frac{1}{\sigma}\oint_{\partial\sigma^+}\vec{A}\cdot\mathrm{d}\vec{l}$$

出发，可以导出斯托克斯定理：

$$\oint_{\partial\Sigma^+}\vec{A}\cdot\mathrm{d}\vec{l}=\int_{\Sigma}(\nabla\times\vec{A})\cdot\mathrm{d}\vec{S}$$

\mathbb{R}^3 空间中向量分析常用公式

分析工具

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{e}_i \cdot \vec{e}_j = \delta_{ij} \\ \vec{A} = A_i \vec{e}_i \\ A_i \delta_{ij} = A_j \\ \vec{A} \cdot \vec{B} = A_i B_i \\ \vec{A} \times \vec{B} = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i A_j B_k \\ (\vec{A} \times \vec{B})_l = \varepsilon_{ljk} A_j B_k \\ \nabla \psi = \vec{e}_i \partial_i \\ \nabla \cdot \vec{A} = \partial_i A_i \\ \nabla \times \vec{A} = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j A_k \\ \partial_i \psi = (\nabla \psi)_i \\ \nabla^2 \equiv \nabla \cdot \nabla = \partial_i \partial_i \\ \nabla^2 \psi \equiv \nabla \cdot (\nabla \psi) = \partial_i \partial_i \psi \\ \nabla^2 \vec{A} \equiv (\nabla^2 A_i) \vec{e}_i \\ \varepsilon_{ijk} = \varepsilon_{jki} = \varepsilon_{kij} \\ \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{ilm} = \delta_{jl} \delta_{km} - \delta_{jm} \delta_{kl} \\ \partial_i x_j = \delta_{ij} \end{array} \right.$$

\mathbb{R}^3 空间中重要微分恒等式

与 \vec{r} 有关的公式

$$\nabla \cdot \vec{r} = 3$$

$$\nabla \cdot \vec{r} = \partial_i x_i = 3$$

$$\nabla \times \vec{r} = \vec{0}$$

$$\nabla \times \vec{r} = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j x_k = \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \delta_{jk} = \vec{0}$$

从左往右证的公式

$$\nabla(\varphi\psi) = \varphi \nabla \psi + \psi \nabla \varphi$$

$$\begin{aligned} \nabla(\varphi\psi) &= \vec{e}_i \partial_i (\varphi\psi) \\ &= \vec{e}_i \varphi \partial_i \psi + \vec{e}_i \psi \partial_i \varphi \\ &= \varphi \vec{e}_i \partial_i \psi + \psi \vec{e}_i \partial_i \varphi \\ &= \varphi \nabla \psi + \psi \nabla \varphi \end{aligned}$$

$$\nabla \cdot (\varphi \vec{A}) = \vec{A} \cdot (\nabla \varphi) + \varphi \nabla \cdot \vec{A}$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\varphi \vec{A}) &= \partial_i (\varphi \vec{A})_i \\ &= \partial_i (\varphi A_i) \\ &= \varphi \partial_i A_i + A_i \partial_i \varphi \\ &= \varphi \nabla \cdot \vec{A} + (\vec{A} \cdot \nabla) \varphi \\ &= (\vec{A} \cdot \nabla) \varphi + \varphi \nabla \cdot \vec{A} \end{aligned}$$

$$\nabla \times (\varphi \vec{A}) = (\nabla \varphi) \times \vec{A} + \varphi \nabla \times \vec{A}$$

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\varphi \vec{A}) &= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j (\varphi \vec{A})_k \\
&= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j (\varphi A_k) \\
&= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i (A_k \partial_j \varphi + \varphi \partial_j A_k) \\
&= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i (\nabla \varphi)_j A_k + \varphi \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j A_k \\
&= (\nabla \varphi) \times \vec{A} + \varphi \nabla \times \vec{A}
\end{aligned}$$

$$\nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) = \vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\nabla \times \vec{B})$$

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) &= \partial_i (\vec{A} \times \vec{B})_i \\
&= \partial_i (\varepsilon_{ijk} A_j B_k) \\
&= \varepsilon_{ijk} \partial_i (A_j B_k) \\
&= \varepsilon_{ijk} B_k \partial_i A_j + \varepsilon_{ijk} A_j \partial_i B_k \\
&= B_k \varepsilon_{kij} \partial_i A_j - A_j \varepsilon_{jik} \partial_i B_k \\
&= B_k (\nabla \times \vec{A})_k - A_j (\nabla \times \vec{B})_j \\
&= \vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\nabla \times \vec{B})
\end{aligned}$$

$$\nabla \times (\vec{A} \times \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} - (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{A} (\nabla \cdot \vec{B}) - \vec{B} (\nabla \cdot \vec{A})$$

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\vec{A} \times \vec{B}) &= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j (\vec{A} \times \vec{B})_k \\
&= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j \varepsilon_{klm} A_l B_m \\
&= \varepsilon_{kij} \varepsilon_{klm} \vec{e}_i \partial_j (A_l B_m) \\
&= (\delta_{il} \delta_{jm} - \delta_{im} \delta_{jl}) \vec{e}_i (B_m \partial_j A_l + A_l \partial_j B_m) \\
&= \vec{e}_l B_j \partial_j A_l + \vec{e}_l A_l \partial_m B_m - \vec{e}_m B_m \partial_l A_l - \vec{e}_m A_j \partial_j B_m \\
&= B_j \partial_j A_l \vec{e}_l + \vec{e}_l A_l \partial_m B_m - \vec{e}_m B_m \partial_l A_l - A_j \partial_j B_m \vec{e}_m \\
&= (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} + \vec{A} (\nabla \cdot \vec{B}) - \vec{B} (\nabla \cdot \vec{A}) - (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} \\
&= (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} - (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{A} (\nabla \cdot \vec{B}) - \vec{B} (\nabla \cdot \vec{A})
\end{aligned}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$$

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) &= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j (\nabla \times \vec{A})_k \\
&= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j \varepsilon_{klm} \partial_l A_m \\
&= \varepsilon_{kij} \varepsilon_{klm} \vec{e}_i \partial_j \partial_l A_m \\
&= (\delta_{il} \delta_{jm} - \delta_{im} \delta_{jl}) \vec{e}_i \partial_j \partial_l A_m \\
&= \vec{e}_l \partial_m \partial_l A_m - \vec{e}_m \partial_l \partial_l A_m \\
&= \vec{e}_l \partial_l \partial_m A_m - \partial_l \partial_l A_m \vec{e}_m \\
&= \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}
\end{aligned}$$

需要注意力的公式

$$\nabla \times (\nabla \varphi) = \vec{0}$$

$$\begin{aligned}
\nabla \times (\nabla \varphi) &= \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i \partial_j (\nabla \varphi)_k \\
&= \vec{e}_i \varepsilon_{ijk} \partial_j \partial_k \varphi
\end{aligned}$$

由于我们只考虑性质比较好的函数，于是 $\partial_j \partial_k \varphi = \partial_k \partial_j \varphi$ ，再结合 $\varepsilon_{ijk} = -\varepsilon_{ikj}$ ，有：

$$\begin{aligned}
\vec{e}_i \varepsilon_{ijk} \partial_j \partial_k \varphi &= -\vec{e}_i \varepsilon_{ikj} \partial_k \partial_j \varphi \\
&= -\vec{e}_i \varepsilon_{ijk} \partial_j \partial_k \varphi
\end{aligned}$$

最后一步是因为 j, k 都是用于求和的哑标，因此可以交换。

上式说明：

$$\vec{e}_i \varepsilon_{ijk} \partial_j \partial_k \varphi = \vec{0}$$

于是：

$$\nabla \times (\nabla \varphi) = \vec{e}_i \varepsilon_{ijk} \partial_j \partial_k \varphi = \vec{0}$$

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{A}) = 0$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\nabla \times \vec{A}) &= \partial_i (\nabla \times \vec{A})_i \\ &= \partial_i \varepsilon_{ijk} \partial_j A_k \\ &= \varepsilon_{ijk} \partial_i \partial_j A_k \end{aligned}$$

注意到：

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ijk} \partial_i \partial_j A_k &= -\varepsilon_{jik} \partial_j \partial_i A_k \\ &= -\varepsilon_{ijk} \partial_i \partial_j A_k \end{aligned}$$

于是：

$$\varepsilon_{ijk} \partial_i \partial_j A_k = 0$$

这就是说：

$$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{A}) = \varepsilon_{ijk} \partial_i \partial_j A_k = 0$$

从右往左证的公式

$$\nabla(\vec{A} \cdot \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} + (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{A}) + \vec{A} \times (\nabla \times \vec{B})$$

$$\begin{aligned} &(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{A} + (\vec{A} \cdot \nabla) \vec{B} + \vec{B} \times (\nabla \times \vec{A}) + \vec{A} \times (\nabla \times \vec{B}) \\ &= B_i \partial_i A_j \vec{e}_j + A_i \partial_i B_j \vec{e}_j + \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i B_j (\nabla \times \vec{A})_k + \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i A_j (\nabla \times \vec{B})_k \\ &= B_i \partial_i A_j \vec{e}_j + A_i \partial_i B_j \vec{e}_j + \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i B_j \varepsilon_{klm} \partial_l A_m + \varepsilon_{ijk} \vec{e}_i A_j \varepsilon_{klm} \partial_l B_m \\ &= B_i \partial_i A_j \vec{e}_j + A_i \partial_i B_j \vec{e}_j + \varepsilon_{kij} \varepsilon_{klm} \vec{e}_i B_j \partial_l A_m + \varepsilon_{kij} \varepsilon_{klm} \vec{e}_i A_j \partial_l B_m \\ &= B_i \partial_i A_j \vec{e}_j + A_i \partial_i B_j \vec{e}_j + (\delta_{il} \delta_{jm} - \delta_{im} \delta_{jl}) \vec{e}_i B_j \partial_l A_m + (\delta_{il} \delta_{jm} - \delta_{im} \delta_{jl}) \vec{e}_i A_j \partial_l B_m \\ &= B_i \partial_i A_j \vec{e}_j + A_i \partial_i B_j \vec{e}_j + \vec{e}_l B_m \partial_l A_m - \vec{e}_m B_l \partial_l A_m + \vec{e}_l A_m \partial_l B_m - \vec{e}_m A_l \partial_l B_m \\ &= B_i \partial_i A_j \vec{e}_j + A_i \partial_i B_j \vec{e}_j + B_m \vec{e}_l \partial_l A_m - B_l \partial_l A_m \vec{e}_m + A_m \vec{e}_l \partial_l B_m - A_l \partial_l B_m \vec{e}_m \\ &= B_m \vec{e}_l \partial_l A_m + A_m \vec{e}_l \partial_l B_m \\ &= B_m \nabla A_m + A_m \nabla B_m \\ &= \nabla(A_m B_m) \\ &= \nabla(\vec{A} \cdot \vec{B}) \end{aligned}$$

\mathbb{R}^3 空间中重要积分恒等式

高斯定理

$$\oint_{\partial V^+} \vec{A} \cdot d\vec{S} = \int_V (\nabla \cdot \vec{A}) dV$$

斯托克斯定理

$$\oint_{\partial \Sigma^+} \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_{\Sigma} (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S}$$

格林第一恒等式

$$\oint_{\partial \Omega^+} \psi \nabla \phi \cdot d\vec{S} = \int_{\Omega} (\psi \nabla^2 \phi + \nabla \phi \cdot \nabla \psi) dV$$

注意到：

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot (\psi \nabla \phi) &= \partial_i (\psi \nabla \phi)_i \\
&= \partial_i (\psi \partial_i \phi) \\
&= (\partial_i \phi) (\partial_i \psi) + \psi \partial_i \partial_i \phi \\
&= (\nabla \phi)_i (\nabla \psi)_i + \psi \nabla^2 \phi \\
&= (\nabla \phi) \cdot (\nabla \psi) + \psi \nabla^2 \phi
\end{aligned}$$

于是由高斯定理，有：

$$\begin{aligned}
\oint_{\partial \Omega^+} \psi \nabla \phi \cdot d\vec{S} &= \int_{\Omega} \nabla \cdot (\psi \nabla \phi) dV \\
&= \int_{\Omega} [(\nabla \phi) \cdot (\nabla \psi) + \psi \nabla^2 \phi] dV \\
&= \int_{\Omega} [\psi \nabla^2 \phi + (\nabla \phi) \cdot (\nabla \psi)] dV
\end{aligned}$$

格林第二恒等式

$$\oint_{\partial \Omega^+} (\psi \nabla \phi - \phi \nabla \psi) \cdot d\vec{S} = \int_{\Omega} (\psi \nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 \psi) dV$$

利用 $\nabla \cdot (\varphi \vec{A}) = \vec{A} \cdot (\nabla \varphi) + \varphi \nabla \cdot \vec{A}$ 可得：

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot (\psi \nabla \phi - \phi \nabla \psi) &= \nabla \phi \cdot \nabla \psi + \psi \nabla \cdot (\nabla \phi) - (\nabla \psi \cdot \nabla \phi + \phi \nabla \cdot (\nabla \psi)) \\
&= \psi \nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 \psi
\end{aligned}$$

于是由高斯定理可得：

$$\begin{aligned}
\oint_{\partial \Omega^+} (\psi \nabla \phi - \phi \nabla \psi) \cdot d\vec{S} &= \int_{\Omega} \nabla \cdot (\psi \nabla \phi - \phi \nabla \psi) dV \\
&= \int_{\Omega} (\psi \nabla^2 \phi - \phi \nabla^2 \psi) dV
\end{aligned}$$

第2章 \mathbb{R}^3 空间曲线坐标系中的向量分析

▽ 算子

直角坐标下的 ▽

$$\nabla = \vec{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \vec{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$$

球坐标下的 ▽

$$\nabla = \vec{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \vec{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \vec{e}_\varphi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

柱坐标下的 ▽

$$\nabla = \vec{e}_\rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \vec{e}_\varphi \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$$

∇² 算子

直角坐标下的 ∇²

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

球坐标下的 ∇²

$$\nabla^2=\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}$$

柱坐标下的 ∇²

$$\nabla^2=\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

第3章 线性空间

第4章 复变函数的概念

欧拉公式

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta}=\cos\theta+\mathrm{i}\sin\theta,\ \theta\in\mathbb{C}$$

复变函数

复变函数是黎曼面到复平面的映射，即：

$$f(z):\mathbb{C}^{\mathbb{R}}\rightarrow\mathbb{C}$$

常见复变函数

有理函数

$$f(z)=\frac{a_0+a_1z+\cdots+a_nz^n}{b_0+b_1z+\cdots+b_nz^n},\ a_i,b_i\in\mathbb{C},\ m,n\in\mathbb{Z}$$

指数函数

$$f(z)=\mathrm{e}^z$$

对数函数

$$f(z)=\ln z$$

幂函数

$$f(z)=z^a,\ a\in\mathbb{C}$$

三角函数

$$\cos z\equiv\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}z}+\mathrm{e}^{-\mathrm{i}z}}{2}$$

$$\sin z \equiv \frac{e^{iz} - e^{-iz}}{2i}$$

性质:

$$\cos(-z) = \cos(z), \quad \cos(z + 2\pi) = \cos(z)$$

$$\sin(-z) = -\sin(z), \quad \sin(z + 2\pi) = \sin(z)$$

$$\sin^2 z + \cos^2 z = 1$$

$|\cos z|, |\sin z|$ 可以大于 1, 这与实三角函数不同。

双曲函数

$$\cosh z \equiv \frac{e^z + e^{-z}}{2}$$

$$\sinh z \equiv \frac{e^z - e^{-z}}{2}$$

$$\tanh z \equiv \frac{\sinh z}{\cosh z} = \frac{e^z - e^{-z}}{e^z + e^{-z}}$$

双曲函数与三角函数的关系:

$$\sinh z = -i \sin(iz)$$

$$\cosh z = \cos(iz)$$

双曲函数的性质:

$$\sinh(z + i2\pi) = \sinh z$$

$$\cosh(z + i2\pi) = \cosh z$$

$$\cosh(-z) = \cosh z$$

$$\sinh(-z) = -\sinh z$$

$$\cosh^2 z - \sinh^2 z = 1$$

第5章 解析函数

复变函数的导数

复变函数的连续性

复变函数 $f(z)$ 在 z_0 点及其邻域内有定义。当自变量 z 以任何路径趋于 z_0 时, 都有:

$$\lim_{z \rightarrow z_0} f(z) = f(z_0)$$

则称 $f(z)$ 在 z_0 点连续。

若 $f(z)$ 在区域 Ω 内的所有点都连续, 则称 $f(z)$ 在 Ω 内连续。

复变函数的导数

当 z 以任何路径趋于 z_0 时, 即 $\Delta z = z - z_0$ 以任何方式趋于 0 时, 若极限:

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{f(z_0 + \Delta z) - f(z_0)}{\Delta z}$$

存在且唯一，则称 $f(z)$ 在 z_0 点可导， $f(z)$ 在 z_0 点的导数记为 $f'(z_0)$

柯西-黎曼条件

设复变函数 $f(z) = u(x, y) + \mathrm{i}v(x, y)$ ，若 $f(z)$ 在 z 点可导，则必定有：

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x}$$

上面两条等式就是柯西-黎曼条件(C-R条件)。

命题的证明

设 $z = x + \mathrm{i}y$, $f(z) = u(x, y) + \mathrm{i}v(x, y)$ ，则：

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{f(z + \Delta z) - f(z)}{\Delta z} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta u + \mathrm{i}\Delta v}{\Delta x + \mathrm{i}\Delta y}$$

由于 $f(z)$ 在 z 点可导，故极限

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{f(z + \Delta z) - f(z)}{\Delta z}$$

存在且与 Δz 趋于 0 的方式无关。

特别地，

(1) 令：

$$\mathrm{i}\Delta y = 0, \Delta x \rightarrow 0$$

此时，

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta u + \mathrm{i}\Delta v}{\Delta x + \mathrm{i}\Delta y} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta u + \mathrm{i}\Delta v}{\Delta x} = \frac{\partial u}{\partial x} + \mathrm{i}\frac{\partial v}{\partial x}$$

(2) 令：

$$\Delta x = 0, \mathrm{i}\Delta y \rightarrow 0$$

此时，

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta u + \mathrm{i}\Delta v}{\Delta x + \mathrm{i}\Delta y} = -\mathrm{i}\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

由于 $f(z)$ 在 z_0 点可导，则这两个导数值应该相等，于是：

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x}$$

C-R 条件是 $f(z)$ 在 z 点可导的必要条件，但不是充分条件。也就是说，可导必定满足 C-R 条件，但满足 C-R 条件不一定可导。

复变函数的解析性

复变函数的解析性

若复变函数 $f(z)$ 在 z_0 的邻域内每一点都可导，则称 $f(z)$ 在 z_0 点是**解析的**。

若复变函数 $f(z)$ 在 Ω 内每一点都可导，则 $f(z)$ 在 Ω 内是**解析的**，或称为**全纯的**。

相关定理

定理1

复变函数 $f(z) = u(x, y) + \mathrm{i}v(x, y)$ 在区域 Ω 为解析函数 \iff 在与复平面 Ω 相应的实平面区域内 $u(x, y), v(x, y)$ 可微, 且 $u(x, y), v(x, y)$ 满足 C-R 条件。

特别地, 若 $f(z)$ 为 Ω 上的连续函数, 则 $f(z)$ 是 Ω 上的解析函数 $\iff f(z)$ 满足 C-R 条件。

定理2

若 $f(z)$ 为区域 Ω 上的解析函数, 且 $f(z)$ 为实函数, 即 $f(z) = f^*(z)$, 则 $f(z)$ 为常数。

定理3

若 $f(z)$ 为区域 Ω 上的解析函数, 则在 Ω 上有 $\frac{\partial f(z, z^*)}{\partial z} = 0$, 即 $f(z, z^*)$ 不依赖于 z^*

定理4

在复平面区域 Ω 内解析的函数 $f(z) = u(x, y) + \mathrm{i}v(x, y)$, 其实部 $u(x, y)$ 和虚部 $v(x, y)$ 都是平面区域 Ω 内的调和函数 (即满足二维拉普拉斯方程 $\nabla^2 u(x, y) = 0, \nabla^2 v(x, y) = 0$ 的函数) 。

例题

例1

已知解析函数的实部 $u = x^3 - 3xy^2$, 求该解析函数。

方法1 (积分法)

$$f(z) = u(x, y) + \mathrm{i}v(x, y)$$

解析函数应满足柯西-黎曼条件:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial y} &= \frac{\partial u}{\partial x} = 3x^2 - 3y^2, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial y} = 6xy \\ \mathrm{d}v(x, y) &= \frac{\partial v}{\partial x} \mathrm{d}x + \frac{\partial v}{\partial y} \mathrm{d}y = 6xy \mathrm{d}x + (3x^2 - 3y^2) \mathrm{d}y\end{aligned}\tag{1}$$

选择积分路径为: $\underbrace{(0, 0) \rightarrow (x, 0)}_{C_1}, \underbrace{(x, 0) \rightarrow (x, y)}_{C_2}$, 两边积分:

$$\begin{aligned}v(x, y) - v(0, 0) &= \int_{C_1} 6xy \mathrm{d}x + (3x^2 - 3y^2) \mathrm{d}y + \int_{C_2} 6xy \mathrm{d}x + (3x^2 - 3y^2) \mathrm{d}y \\ &= 0 + \int_{y=0}^{y=y} (3x^2 - 3y^2) \mathrm{d}y \\ &= 3x^2 y - y^3\end{aligned}$$

令 $v(0, 0) = C$, 则:

$$v(x, y) = 3x^2 y - y^3 + v(0, 0) = 3x^2 y - y^3 + C$$

于是:

$$\begin{aligned}f(z) &= u(x, y) + \mathrm{i}v(x, y) \\ &= x^3 - 3xy^2 + \mathrm{i}(3x^2 y - y^3 + C)\end{aligned}$$

例2

请证明：柱坐标系下的解析函数 $f(z) = u(\rho, \varphi) + iv(\rho, \varphi)$ 满足的 C-R 方程：

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial \rho} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \varphi} = -\frac{\partial v}{\partial \rho} \end{cases}$$

直角坐标下的 C-R 条件：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} \\ \begin{cases} x = \rho \cos \varphi \\ y = \rho \sin \varphi \end{cases} &\Rightarrow \begin{cases} \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \\ \tan \varphi = \frac{y}{x} \end{cases} \end{aligned}$$

注意到：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{d \tan \varphi} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial x} \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(\frac{d \tan \varphi}{d \varphi} \right)^{-1} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial x} \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi} \right)^{-1} \left(-\frac{y}{x^2} \right) \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \cos \varphi + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(-\frac{\sin \varphi}{\rho} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{d \tan \varphi} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial y} \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(\frac{d \tan \varphi}{d \varphi} \right)^{-1} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial y} \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi} \right)^{-1} \left(\frac{1}{x} \right) \\ &= \frac{\partial u}{\partial \rho} \sin \varphi + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\rho} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial x} &= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ &= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{d \tan \varphi} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial x} \\ &= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(\frac{d \tan \varphi}{d \varphi} \right)^{-1} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial x} \\ &= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi} \right)^{-1} \left(-\frac{y}{x^2} \right) \\ &= \frac{\partial v}{\partial \rho} \cos \varphi + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(-\frac{\sin \varphi}{\rho} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial v}{\partial y} &= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\
&= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \frac{d\varphi}{d \tan \varphi} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial y} \\
&= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(\frac{d \tan \varphi}{d \varphi} \right)^{-1} \frac{\partial \tan \varphi}{\partial y} \\
&= \frac{\partial v}{\partial \rho} \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi} \right)^{-1} \left(\frac{1}{x} \right) \\
&= \frac{\partial v}{\partial \rho} \sin \varphi + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\rho} \right)
\end{aligned}$$

全部代入直角坐标下的 C-R 方程:

$$\frac{\partial u}{\partial \rho} \cos \varphi + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(-\frac{\sin \varphi}{\rho} \right) = \frac{\partial v}{\partial \rho} \sin \varphi + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\rho} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \rho} \sin \varphi + \frac{\partial u}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\rho} \right) = - \left[\frac{\partial v}{\partial \rho} \cos \varphi + \frac{\partial v}{\partial \varphi} \left(-\frac{\sin \varphi}{\rho} \right) \right] \quad (2)$$

(1) $\times \cos \varphi$ + (2) $\times \sin \varphi$ 得到:

$$\frac{\partial u}{\partial \rho} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial v}{\partial \varphi}$$

(2) $\times \cos \varphi$ - (1) $\times \sin \varphi$ 得到:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \varphi} = -\frac{\partial v}{\partial \rho}$$

例3

已知解析函数的虚部 $v = \frac{y}{x^2 + y^2}$, 求该解析函数。

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{-2xy}{(x^2 + y^2)^2}, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2}$$

函数解析, 故满足 C-R 条件, 即满足:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{2xy}{(x^2 + y^2)^2}$$

于是:

$$\begin{aligned}
du &= \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy \\
&= \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2} dx + \frac{2xy}{(x^2 + y^2)^2} dy
\end{aligned}$$

极坐标变换:

$$\begin{cases} x = \rho \cos \varphi \\ y = \rho \sin \varphi \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} dx = \frac{\partial x}{\partial \rho} d\rho + \frac{\partial x}{\partial \varphi} d\varphi = \cos \varphi d\rho - \rho \sin \varphi d\varphi \\ dy = \frac{\partial y}{\partial \rho} d\rho + \frac{\partial y}{\partial \varphi} d\varphi = \sin \varphi d\rho + \rho \cos \varphi d\varphi \end{cases}$$

于是:

$$\begin{aligned} \mathrm{d} u &= \frac{x^2-y^2}{\left(x^2+y^2\right)^2} \mathrm{d} x+\frac{2 x y}{\left(x^2+y^2\right)^2} \mathrm{d} y \\ &= \frac{\cos \varphi}{\rho^2} \mathrm{d} \rho+\frac{\sin \varphi}{\rho} \mathrm{d} \varphi \\ &= \mathrm{d}\left(\frac{-\cos \varphi}{\rho}\right) \end{aligned}$$

于是:

$$u=\frac{-\cos \varphi}{\rho}+C=-\frac{x}{x^2+y^2}+C$$

综上,

$$\begin{aligned} f(z) &= u+\mathrm{i} v \\ &=\left(-\frac{x}{x^2+y^2}+C\right)+\mathrm{i}\left(\frac{y}{x^2+y^2}\right) \end{aligned}$$

第6章 复变函数积分

复变函数积分

复变函数积分的定义

复变函数的积分是指复变函数 $f(z)$ 在其有定义的区域 Ω 中, 沿某一曲线 C 的**有向的线积分**, 记为 $\int_C f(z) \mathrm{d} z$, 其定义为:

$$\int_C f(z) \mathrm{d} z=\lim _{\substack{n \rightarrow \infty \\ \left|z_j-z_{j-1}\right| \rightarrow 0}} \sum_{j=1}^n f\left(\xi_j\right)\left(z_j-z_{j-1}\right)$$

把 C 分成 n 段, ξ_j 是 C 上 z_{j-1} 点到 z_j 点的中的某一点。

复变函数积分的性质

$$\left|\int_C f(z) \mathrm{d} z\right| \leqslant \int_C|f(z)| \mid \mathrm{d} z \mid$$

柯西积分定理

单连通区域柯西积分定理

设 $f(z)$ 在单连通区域 Ω 上解析, 当积分路径为 Ω 内的任一闭合曲线 C 时, 有:

$$\oint_{C^+} f(z) \mathrm{d} z=0$$

多连通区域的柯西积分定理

设 $f(z)$ 在具有 k 个内边界 C_1, C_2, \cdots, C_k 的回路 C 内的复连通区域内解析, 规定 $C; C_1, C_2, \cdots, C_k$ 的正方向为逆时针, 则:

$$\oint_{C^+} f(z) \mathrm{d} z=\oint_{C_1^+} f(z) \mathrm{d} z+\oint_{C_2^+} f(z) \mathrm{d} z+\cdots+\oint_{C_k^+} f(z) \mathrm{d} z$$

柯西积分公式

若 $f(z)$ 在 闭合回路 C 所包围的区域上解析, z_0 是此区域中的一点, 则:

$$\oint_{C^+} \frac{f(z)}{z - z_0} dz = 2\pi i f(z_0)$$

解析函数高阶导数的积分表达式

设 $f(z)$ 在区域 Ω 内解析, C 为 Ω 内的任一闭合回路, 对于 C 所包围的区域内的任一点 z , 有:

$$f^{(n)}(z) \equiv \frac{d^n}{dz^n} f(z) = \frac{n!}{2\pi i} \oint_{C^+} \frac{f(\zeta)}{(\zeta - z)^{n+1}} d\zeta$$

第7章 复变函数的级数展开

解析函数的泰勒展开

设 z_0 为函数 $f(z)$ 解析区域 Ω 内的一点, 以 z_0 为圆心的圆周 C 在 Ω 内, 则 $f(z)$ 可以在 C 内展成泰勒级数:

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n (z - z_0)^n$$

其中, 展开系数为:

$$a_n = \frac{f^{(n)}(z_0)}{n!} = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C^+} \frac{f(z)}{(z - z_0)^{n+1}} dz$$

解析函数的洛朗展开

复变函数的零点

若复变函数 $f(z)$ 在 z_0 点的函数值 $f(z_0) = 0$, 则称 z_0 为 复变函数 $f(z)$ 的零点。

复变函数的奇点

若复变函数 $f(z)$ 在 z_0 点**不解析**, 即 $f(z)$ 在 z_0 点的导数不存在或不唯一, 则称 z_0 为复变函数 $f(z)$ 的奇点。

奇点的分类

孤立奇点

若 z_0 为函数 $f(z)$ 的奇点, 而在 z_0 点任意小的邻域内, 函数 $f(z)$ 解析, 则称 z_0 为 $f(z)$ 的孤立奇点。

非孤立奇点

若 z_0 为函数 $f(z)$ 的奇点, 而在 z_0 点任意小的邻域内, 除 z_0 点外存在 $f(z)$ 的其他奇点, 则称 z_0 为 $f(z)$ 的非孤立奇点。

孤立奇点的分类

极点: 设 z_0 是 $f(z)$ 的孤立奇点, 若存在一个正整数 k , 使得 $(z - z_0)^k f(z)$ 为非零的解析函数, 则称 z_0 为 $f(z)$ 的 k 阶极点。

本性奇点: 设 z_0 是 $f(z)$ 的孤立奇点, 若**不存在**一个正整数 k , 使得 $(z - z_0)^k f(z)$ 为非零的解析函数, 则称 z_0 为 $f(z)$ 的本性奇点。

可去奇点: 设 z_0 为函数 $f(z)$ 的孤立奇点, $f(z)$ 在 z_0 点没有定义, 但在 z_0 的去心邻域内解析, 此时可定义 $f(z_0) \equiv \lim_{z \rightarrow z_0} f(z)$ 使 $f(z)$ 在 z_0 点解析, 则称 z_0 为 $f(z)$ 的可去奇点。

解析函数的洛朗展开定理

若函数 $f(z)$ 在以 z_0 为圆心, 半径为 R_1, R_2 的两个圆周 C_1, C_2 所包围的环形区域 $R_2 < |z - z_0| < R_1$ 上解析, 则在此区域内 $f(z)$ 可展成 Laurent 级数:

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(z - z_0)^n$$

其中,

$$a_n = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C^+} \frac{f(\zeta)}{(\zeta - z_0)^{n+1}} d\zeta$$

C 是任一条在环形区域内把 C_2 包围在内的闭曲线。

例题

例1

求 $f(z) = \frac{1}{z(z-1)}$ 在环形区域 $0 < |z| < 1$ 和 $|z| > 1$ 内, 在 $z_0 = 0$ 处的展开式。

$0 < |z| < 1$ 区域在 $z_0 = 0$ 处展开 $f(z)$:

由于 $|z| < 1$, 于是有几何级数:

$$\frac{1}{1 - z} = \sum_{n=0}^{\infty} z^n$$

于是:

$$\begin{aligned} \frac{1}{z(z-1)} &= \frac{1}{z-1} - \frac{1}{z} \\ &= -\frac{1}{1-z} - \frac{1}{z} \\ &= -\sum_{n=0}^{\infty} z^n - z^{-1} \\ &= -\sum_{n=-1}^{\infty} z^n \end{aligned}$$

$|z| > 1$ 区域在 $z_0 = 0$ 处展开 $f(z)$:

注意到 $|z| > 1$, 则 $|1/z| < 1$, 于是:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{z(z-1)} &= \frac{1}{z-1} - \frac{1}{z} \\
&= \frac{1}{z(1-\frac{1}{z})} - z^{-1} \\
&= \frac{1}{z} \cdot \frac{1}{1-\frac{1}{z}} - z^{-1} \\
&= \frac{1}{z} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{z}\right)^n - z^{-1} \\
&= \sum_{n=0}^{\infty} z^{-n-1} - z^{-1} \\
&= \sum_{n=1}^{\infty} z^{-n-1}
\end{aligned}$$

例2

求 $f(z) = \frac{1}{z(z-1)}$ 在 $z_1 = 0$ 和 $z_2 = 1$ 附近的展开式。

$f(z)$ 在 $z_1 = 0$ 附近的展开式:

由于 $0 < |z-0| < 1$, 于是:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{z(z-1)} &= \frac{1}{z-1} - \frac{1}{z} \\
&= -\frac{1}{1-z} - z^{-1} \\
&= -\sum_{n=0}^{\infty} z^n - z^{-1} \\
&= \sum_{n=-1}^{\infty} -z^n
\end{aligned}$$

$f(z)$ 在 $z_2 = 1$ 附近的展开式:

由于 $0 < |z-1| < 1$, 于是:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{z(z-1)} &= \frac{1}{z-1} - \frac{1}{z} \\
&= (z-1)^{-1} - \frac{1}{1-(1-z)} \\
&= (z-1)^{-1} - \sum_{n=0}^{\infty} (1-z)^n \\
&= (z-1)^{-1} - \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (z-1)^n \\
&= (z-1)^{-1} + \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+1} (z-1)^n \\
&= \sum_{n=-1}^{\infty} (-1)^{n+1} (z-1)^n
\end{aligned}$$

第8章 留数定理及其在实积分中的应用

留数定理

留数的定义

设 z_0 是函数 $f(z)$ 的孤立奇点, 设 $f(z)$ 在其孤立奇点 z_0 附近的环形区域中的洛朗展开式为:

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(z-z_0)^n$$

$f(z)$ 在 z_0 点的留数, 记为 $\text{Res}f(z_0)$, 定义为:

$$\text{Res}f(z_0) \equiv a_{-1}$$

其中, a_{-1} 是 $f(z)$ 在 z_0 点的洛朗展开式中 $(z-z_0)^{-1}$ 项的系数

留数的求法

定义法

直接把 $f(z)$ 在其孤立奇点 z_0 点作洛朗展开, 找到 $(z-z_0)^{-1}$ 前的系数 a_{-1} , 由留数的定义可知:

$$\text{Res}f(z_0) \equiv a_{-1}$$

极限法

当 z_0 为 $f(z)$ 的 m 阶极点时, $f(z)$ 可在其孤立奇点 z_0 点作如下的洛朗展开:

$$f(z) = \sum_{n=-m}^{\infty} a_n(z-z_0)^n, \quad a_{-m} \neq 0$$

则:

$$\text{Res}f(z_0) = \frac{1}{(m-1)!} \lim_{z \rightarrow z_0} \frac{d^{m-1}}{dz^{m-1}} [(z-z_0)^m f(z)]$$

特殊情况

若 $f(z) = \frac{h(z)}{g(z)}$, z_0 为 $g(z)$ 的一阶极点, 即 $g(z_0) = 0$, 且 $h(z)$ 和 $g(z)$ 在 z_0 点及其邻域内解析, 则:

$$\text{Res}f(z_0) = \frac{h(z_0)}{g'(z_0)}$$

留数定理

若 $f(z)$ 在回路 C 所包围的区域内除有限个孤立奇点 z_1, z_2, \dots, z_k 外解析, 则 $f(z)$ 沿 C^+ 的回路积分值等于 $f(z)$ 在 z_1, z_2, \dots, z_k 的留数之和乘 $2\pi i$, 即:

$$\oint_{C^+} f(z)dz = 2\pi i \sum_{j=1}^k \text{Res}f(z_j)$$

例1

计算回路积分 $I = \oint_{l^+} \frac{dz}{(z^2+1)(z-1)^2}$, 其中回路 l 的方程为 $x^2+y^2-2x-2y=0$

令 $f(z) = \frac{1}{(z^2+1)(z-1)^2} = \frac{1}{(z+i)(z-i)(z-1)^2}$

在回路 $l : (x - 1)^2 + (y - 1)^2 = \sqrt{2}$ 内的孤立奇点有: $z_1 = i, z_2 = 1$, z_1 为一阶极点, z_2 为二阶极点。

计算 $f(z)$ 在回路内孤立奇点处的留数:

$$\begin{aligned}\operatorname{Res} f(z_1) &= \frac{1}{0!} \lim_{z \rightarrow i} \frac{d^0}{dz^0} (z - i) \cdot \frac{1}{(z + i)(z - i)(z - 1)^2} \\ &= \lim_{z \rightarrow i} \frac{1}{(z + i)(z - 1)^2} \\ &= \frac{1}{2i(i - 1)^2} \\ &= \frac{1}{4}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\operatorname{Res} f(z_2) &= \frac{1}{1!} \lim_{z \rightarrow 1} \frac{d^1}{dz^1} (z - 1)^2 \cdot \frac{1}{(z + i)(z - i)(z - 1)^2} \\ &= \lim_{z \rightarrow 1} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{z^2 + 1} \right) \\ &= \lim_{z \rightarrow 1} \frac{-2z}{(z^2 + 1)^2} \\ &= -\frac{1}{2}\end{aligned}$$

于是:

$$\begin{aligned}I &= \oint_l \frac{dz}{(z^2 + 1)(z - 1)^2} \\ &= 2\pi i [\operatorname{Res} f(z_1) + \operatorname{Res} f(z_2)] \\ &= 2\pi i \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \right) \\ &= -\frac{\pi i}{2}\end{aligned}$$

留数定理在实积分中的应用

计算无穷限奇异积分的柯西主值

利用 Jordan 引理计算一类带有三角函数的实积分问题

计算一类被积函数为有理三角函数式的实积分

考虑如下形式的积分:

$$I = \int_0^{2\pi} f(\cos \theta, \sin \theta) d\theta$$

其中, $f(\cos \theta, \sin \theta)$ 为不包含有孤立奇点 $\cos \theta$ 和 $\sin \theta$ 的有理函数。

计算此类积分, 利用欧拉公式换元, 将实积分转换为复平面单位圆上的复积分, 最后利用留数定理计算积分。

令 $z = e^{i\theta}$, 有:

$$z = \cos \theta + i \sin \theta, \quad z^{-1} = e^{-i\theta} = \cos \theta - i \sin \theta$$

于是:

$$\begin{aligned}\cos \theta &= \frac{z + z^{-1}}{2}, \quad \sin \theta = \frac{z - z^{-1}}{2i} \\ dz &= ie^{i\theta} d\theta = iz d\theta\end{aligned}$$

$$d\theta = \frac{dz}{iz}$$

于是：

$$\begin{aligned} I &= \int_0^{2\pi} f(\cos \theta, \sin \theta) d\theta \\ &= \oint_{C^+} f\left(\frac{z+z^{-1}}{2}, \frac{z-z^{-1}}{2i}\right) \frac{1}{iz} dz \end{aligned}$$

其中， C 是以复平面原点为圆心的单位圆周，即 $C: |z| = 1$

例1

计算定积分 $I = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{1 + \varepsilon \cos \theta}$ ，其中 $0 < \varepsilon < 1$

令：

$$z = e^{i\theta}, \quad z^{-1} = e^{-i\theta}, \quad dz = ie^{i\theta} d\theta \implies d\theta = \frac{dz}{ie^{i\theta}} = \frac{dz}{iz}, \quad \cos \theta = \frac{1}{2}(z + z^{-1})$$

于是：

$$\begin{aligned} I &= \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{1 + \varepsilon \cos \theta} \\ &= \frac{2}{i} \oint_{C^+} \frac{1}{\varepsilon z^2 + 2z + \varepsilon} dz \end{aligned}$$

其中， C 是复平面上以原点为圆心的单位圆。

令 $f(z) = \frac{1}{\varepsilon z^2 + 2z + \varepsilon}$ ，被积函数的两个一阶极点为：

$$z_1 = \frac{-1 + \sqrt{1 - \varepsilon^2}}{\varepsilon}, \quad z_2 = \frac{-1 - \sqrt{1 - \varepsilon^2}}{\varepsilon}$$

被积函数 $f(z)$ 可写为：

$$f(z) = \frac{1}{\varepsilon(z - z_1)(z - z_2)}$$

只有 z_1 在积分回路内。

计算 $f(z)$ 在回路内孤立奇点 z_1 处的留数：

$$\begin{aligned} \operatorname{Res} f(z_1) &= \frac{1}{0!} \lim_{z \rightarrow z_1} \frac{d^0}{dz^0} (z - z_1) f(z) \\ &= \lim_{z \rightarrow z_1} \frac{1}{\varepsilon(z - z_2)} \\ &= \frac{1}{\varepsilon(z_1 - z_2)} \\ &= \frac{1}{2\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \end{aligned}$$

由留数定理，有：

$$\begin{aligned}
 \oint_{C^+} \frac{1}{\varepsilon z^2 + 2z + \varepsilon} dz &= 2\pi i \operatorname{Res} f(z_1) \\
 &= 2\pi i \cdot \frac{1}{2\sqrt{1-\varepsilon^2}} \\
 &= \frac{\pi i}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}
 \end{aligned}$$

于是积分为：

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{2}{i} \oint_{C^+} \frac{1}{\varepsilon z^2 + 2z + \varepsilon} dz \\
 &= \frac{2}{i} \cdot \frac{\pi i}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} \\
 &= \frac{2\pi}{\sqrt{1-\varepsilon^2}}
 \end{aligned}$$

例2

计算定积分： $I = \int_0^{2\pi} \frac{1}{3 - 2\cos\theta + \sin\theta} d\theta$

$$z = e^{i\theta}, \quad z^{-1} = e^{-i\theta}, \quad dz = ie^{i\theta} d\theta \implies d\theta = \frac{dz}{ie^{i\theta}} = \frac{dz}{iz}, \quad \cos\theta = \frac{1}{2}(z + z^{-1}), \quad \sin\theta = \frac{1}{2i}(z - z^{-1})$$

设 C 是复平面上的单位圆，

$$\begin{aligned}
 I &= \int_0^{2\pi} \frac{1}{3 - 2\cos\theta + \sin\theta} d\theta \\
 &= 2 \oint_{C^+} \frac{dz}{(1-2i)z^2 + 6iz - 1-2i}
 \end{aligned}$$

令 $f(z) = \frac{1}{(1-2i)z^2 + 6iz - 1-2i}$ ， $f(z)$ 有两个一阶极点 $z_1 = 2-i, z_2 = \frac{2}{5} - \frac{1}{5}i$ ，只有 z_2 在单位圆 C 内。

由于 z_1, z_2 是 $(1-2i)z^2 + 6iz - 1-2i = 0$ 的两根，于是 $f(z)$ 可表达为：

$$f(z) = \frac{1}{(1-2i)(z-z_1)(z-z_2)}$$

$f(z)$ 在 z_2 处的留数：

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Res} f(z_2) &= \frac{1}{0!} \lim_{z \rightarrow z_2} \frac{d^0}{dz^0} (z-z_2)f(z) \\
 &= \lim_{z \rightarrow z_2} \frac{1}{(1-2i)(z-z_1)} \\
 &= \frac{1}{(1-2i)(z_2-z_1)} \\
 &= \frac{1}{4i}
 \end{aligned}$$

于是由留数定理，有：

$$\begin{aligned}
 \oint_{C^+} \frac{dz}{(1-2i)z^2 + 6iz - 1-2i} &= 2\pi i \operatorname{Res} f(z_2) \\
 &= \frac{\pi}{2}
 \end{aligned}$$

于是：

$$\begin{aligned}
 I &= 2 \oint_{C^+} \frac{dz}{(1-2i)z^2 + 6iz - 1 - 2i} \\
 &= 2 \cdot \frac{\pi}{2} \\
 &= \pi
 \end{aligned}$$

第9章 傅里叶变换

傅里叶级数

设 \mathcal{H} 是一个希尔伯特空间，其元素是周期为 $2l$ 的单变量函数， $\forall f_1, f_2 \in \mathcal{H}$ ， \mathcal{H} 上两个元素的内积，记为 $\langle f_1, f_2 \rangle$ ，定义为：

$$\langle f_1, f_2 \rangle \equiv \int_{x=-l}^{x=l} f_1^*(x) f_2(x) dx, \quad x \in \mathbb{R}$$

其中， x 是参数，而内积与参数无关。有时为了指明参数，也将内积写为：

$$\langle f_1(x), f_2(x) \rangle \equiv \int_{x=-l}^{x=l} f_1^*(x) f_2(x) dx$$

若 $f(x)$ 是实函数，则内积可简化为：

$$\langle f_1, f_2 \rangle \equiv \int_{x=-l}^{x=l} f_1(x) f_2(x) dx, \quad x \in \mathbb{R}$$

三角函数基的傅里叶级数

容易验证如下结论：

$$\left\{ \begin{aligned}
 &\int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{2l}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2l}} dx = 1 \\
 &\int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{2l}} \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x dx = 0 \\
 &\int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{2l}} \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{m\pi}{l} x dx = 0 \\
 &\int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{m\pi}{l} x dx = \delta_{n,m}, \quad n = 1, 2, \dots, m = 0, 1, 2, \dots \\
 &\int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{m\pi}{l} x dx = 0, \quad n = 1, 2, \dots, m = 0, 1, 2, \dots \\
 &\int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{n\pi}{l} x \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{m\pi}{l} x dx = \delta_{n,m}, \quad n, m = 0, 1, 2, \dots
 \end{aligned} \right.$$

函数系 $\left\{ \frac{1}{\sqrt{2l}}, \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{n\pi}{l} x, \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{m\pi}{l} x; \quad n, m = 1, 2, \dots \right\}$ 是一个完备的正交归一函数族，它们可作为基矢张成 \mathcal{H} 。

这个函数系具体写出来是：

$$\left\{ \frac{1}{\sqrt{2l}}, \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{\pi}{l} x, \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{\pi}{l} x, \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{2\pi}{l} x, \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{2\pi}{l} x, \dots \right\}$$

任意一个周期为 $2l$ 的，满足狄利克雷条件的函数 $f(x)$ 可写成这些基函数的线性组合，即 $f(x)$ 可展成傅里叶级数：

$$f(x) = a_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{2l}} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(a_k \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k\pi}{l} x + b_k \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{k\pi}{l} x \right)$$

为求出线性组合的系数，只需要利用“这组基是正交归一完备的”这一性质，比如：

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k'\pi}{l} x, f(x) \right\rangle &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k'\pi}{l} x, a_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{2l}} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(a_k \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k\pi}{l} x + b_k \cdot \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{k\pi}{l} x \right) \right\rangle \\
&= \sum_{k=1}^{\infty} a_k \left\langle \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k'\pi}{l} x, \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k\pi}{l} x \right\rangle \\
&= \sum_{k=1}^{\infty} a_k \delta_{k',k} \\
&= a_{k'}
\end{aligned}$$

总之：

$$\begin{aligned}
a_0 &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{2l}}, f(x) \right\rangle = \int_{-l}^l \frac{1}{\sqrt{2l}} \cdot f(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2l}} \int_{-l}^l f(x) dx \\
a_k &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k\pi}{l} x, f(x) \right\rangle = \int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{l}} \cos \frac{k\pi}{l} x \cdot f(x) dx = \frac{1}{\sqrt{l}} \int_{x=-l}^{x=l} f(x) \cos \frac{k\pi}{l} x dx \\
b_k &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{k\pi}{l} x, f(x) \right\rangle = \int_{x=-l}^{x=l} \frac{1}{\sqrt{l}} \sin \frac{k\pi}{l} x \cdot f(x) dx = \frac{1}{\sqrt{l}} \int_{x=-l}^{x=l} f(x) \sin \frac{k\pi}{l} x dx
\end{aligned}$$

e 指数基的傅里叶级数

注意到：

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{i(m-n)x} dx = \delta_{m,n}$$

函数系 $\left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx}, m \in \mathbb{Z} \right\}$ 可作为以 2π 为周期的函数为元素的希尔伯特空间 \mathcal{H} 中的一组正交完备归一基矢，以 2π 为周期的函数 f 在这组基矢上的展开式为：

$$f(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx}$$

利用正交归一条件：

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{inx}, \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx} \right\rangle &\equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{inx} \right)^* \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx} \right) dx \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(m-n)x} dx \\
&= \delta_{m,n}
\end{aligned}$$

内积可得系数：

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{inx}, f(x) \right\rangle &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{inx}, \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx} \right\rangle \\
&= \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \left\langle \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{inx}, \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx} \right\rangle \\
&= \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \delta_{m,n} \\
&= C_n
\end{aligned}$$

即系数 C_m 可通过内积求得：

$$C_m = \left\langle \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx}, f(x) \right\rangle = \int_{-\pi}^{\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{imx} \right)^* \cdot f(x) dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) e^{-imx} dx$$

傅里叶变换(to be continued)

傅里叶分解与傅里叶变换

若 $f(x)$ 是定义在 \mathbb{R} 上的实函数，它在任何有限的区间上满足 Dirichlet 条件，且积分 $\int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|dx$ 收敛，则 $f(x)$ 可进行**傅里叶分解**（将 $f(x)$ 分解为无穷多不同频率 k 的基函数 e^{ikx} 的线性叠加）：

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k)e^{ikx} dk$$

其中，系数 $C(k)$ 称为 $f(x)$ 的傅里叶变换（或频谱）。

为求出系数 $C(k)$ 的表达式，令 $e^{ik'x}$ 与上式两端内积，等式仍成立：

$$\left\langle e^{ik'x}, f(x) \right\rangle = \left\langle e^{ik'x}, \frac{1}{2\pi} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k)e^{ikx} dk \right\rangle$$

根据内积的定义，分别计算内积：

$$\begin{aligned} \left\langle e^{ik'x}, f(x) \right\rangle &\equiv \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} \left(e^{ik'x} \right)^* f(x) dx \\ &\equiv \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} f(x) e^{-ik'x} dx \\ \left\langle e^{ik'x}, \frac{1}{2\pi} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k)e^{ikx} dk \right\rangle &\equiv \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} \left(e^{ik'x} \right)^* \left(\frac{1}{2\pi} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k)e^{ikx} dk \right) dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k) e^{i(k-k')x} dk dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} C(k) e^{i(k-k')x} dx dk \\ &= \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k) \left(\frac{1}{2\pi} \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} e^{i(k-k')x} dx \right) dk \\ &= \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k) \delta(k-k') dk \\ &= C(k') \\ C(k') &= \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} f(x) e^{-ik'x} dx \end{aligned}$$

将 k' 替换成 k ，即：

$$C(k) = \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} f(x) e^{-ikx} dx$$

这就得到了 $f(x)$ 的傅里叶分解 $f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k)e^{ikx} dk$ 中系数 $C(k)$ 的表达式。

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{k=-\infty}^{k=+\infty} C(k)e^{ikx} dk, \quad C(k) = \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} f(x) e^{-ikx} dx$$

其中，系数 $C(k)$ 称为 $f(x)$ 的傅里叶变换（或频谱），也记为：

$$C(k) \equiv \mathcal{F}\{f(x)\}(k)$$

也就是说，函数 $f(x)$ 的傅里叶变换 $\mathcal{F}\{f(x)\}(k)$ 是一个关于 k 的函数，其表达式为：

$$\mathcal{F}\{f(x)\}(k) = \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} f(x) e^{-ikx} dx$$

傅里叶变换的基本性质

线性定理

$$\mathcal{F}\{\alpha_1 f_1 + \alpha_2 f_2\} = \alpha_1 \mathcal{F}\{f_1\} + \alpha_2 \mathcal{F}\{f_2\}$$

延迟定理

$$\mathcal{F}\{f(x - x_0)\}(k) = e^{-ikx_0} \mathcal{F}\{f(x)\}(k)$$

位移定理

设 $\mathcal{F}\{f(x)\}(k) = C(k)$, 则:

$$\mathcal{F}\{f(x)e^{ik_0x}\}(k) = C(k - k_0)$$

标度变换定理

设 $\mathcal{F}\{f(x)\}(k) = C(k)$, 则:

$$\mathcal{F}\{f(ax)\}(k) = \frac{1}{|a|}C\left(\frac{k}{a}\right)$$

微分定理

设当 $|x| \rightarrow \infty$ 时, $f(x) \rightarrow 0$, 则有:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}\{f'(x)\}(k) &= ik\mathcal{F}\{f(x)\}(k) \\ \mathcal{F}\{f^{(n)}(x)\}(k) &= (ik)^n \mathcal{F}\{f(x)\}(k)\end{aligned}$$

卷积定理

$$\begin{aligned}f_1(x) * f_2(x) &\equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x - \xi)f_2(\xi)d\xi \\ \mathcal{F}\{f_1(x) * f_2(x)\}(k) &= \mathcal{F}\{f_1(x)\}(k)\mathcal{F}\{f_2(x)\}(k)\end{aligned}$$

第10章 拉普拉斯变换

拉普拉斯变换的定义

对于定义在实变数 $t \in [0, +\infty)$ 上的实函数或复函数 $f(t)$, 定义 $f(t)$ 的拉普拉斯变换为:

$$\mathcal{L}\{f(t)\}(p) \equiv F(p) \equiv \int_{t=0}^{t=+\infty} f(t)e^{-pt}dt$$

其中, $p = s + i\sigma, s \in \mathbb{R}, \sigma \in \mathbb{R}$
, e^{-pt} 称为拉普拉斯变换核, $F(p)$ 称为像函数, 也记为:

$$F(p) \doteq f(t), \quad f(t) \doteq F(p)$$

拉普拉斯变换的性质（两种记号）

线性定理

若 $\alpha_1, \alpha_2 \in \mathbb{C}$, 则:

$$\mathcal{L}\{\alpha_1 f_1(t) + \alpha_2 f_2(t)\}(p) = \alpha_1 \mathcal{L}\{f_1(t)\}(p) + \alpha_2 \mathcal{L}\{f_2(t)\}(p)$$

设 $f_1(t) \doteq F_1(p), f_2(t) \doteq F_2(p)$, 则:

$$\alpha_1 f_1(t) + \alpha_2 f_2(t) \doteq \alpha_1 F_1(p) + \alpha_2 F_2(p)$$

延迟定理

设 $\tau > 0$, 则:

$$\mathcal{L}\{f(t-\tau)H(t-\tau)\}(p) = \mathrm{e}^{-p\tau}\mathcal{L}\{f(t)\}(p)$$

设 $f(t) \doteq F(p), \tau > 0$, 则:

$$f(t-\tau)H(t-\tau) \doteq \mathrm{e}^{-p\tau}F(p)$$

其中, 定义了阶跃函数 H :

$$H(t) \equiv \begin{cases} 1 & ,t > 0 \\ 0 & ,t \leqslant 0 \end{cases}$$

位移定理

设 $\lambda \in \mathbb{C}$, 则:

$$\mathcal{L}\left\{\mathrm{e}^{-\lambda t}f(t)\right\}(p) = \mathcal{L}\{f(t)\}(p+\lambda)$$

设 $f(t) \doteq F(p), \lambda \in \mathbb{C}$, 则:

$$\mathrm{e}^{-\lambda t}f(t) \doteq F(p+\lambda)$$

标度变换定理

设 $a > 0$, 则:

$$\mathcal{L}\{f(at)\}(p) = \frac{1}{a}\mathcal{L}\{f(t)\}\left(\frac{p}{a}\right)$$

设 $f(t) \doteq F(p)$, 则:

$$f(at) \doteq \frac{1}{a}F\left(\frac{p}{a}\right), a > 0$$

卷积定理

$$\mathcal{L}\{f_1(t) * f_2(t)\}(p) = \mathcal{L}\{f_1(t)\}(p) \cdot \mathcal{L}\{f_2(t)\}(p)$$

其中, 卷积的定义为:

$$f_1(t) * f_2(t) \equiv \int_{\tau=0}^{\tau=t} f_1(\tau)f_2(t-\tau)\mathrm{d}\tau$$

设 $f_1(t) \doteq F_1(p), f_2(t) \doteq F_2(p)$, 则:

$$f_1(t) * f_2(t) \doteq F_1(p)F_2(p)$$

微分定理

$$\mathcal{L}\left\{f^{(n)}(t)\right\}(p)=p^n\mathcal{L}\{f(t)\}(p)-p^{n-1}f^{(0)}(0)-p^{n-2}f^{(1)}(0)-\cdots-p^1f^{(n-2)}(0)-p^0\cdot f^{(n-1)}(0)$$

设 $f(t)\rightleftharpoons F(p)$, 则:

$$f^{(n)}(t)\rightleftharpoons p^nF(p)-p^{n-1}f^{(0)}(0)-p^{n-2}f^{(1)}(0)-\cdots-p^1f^{(n-2)}(0)-p^0f^{(n-1)}(0)$$

特别地:

$$\begin{aligned}f^{(1)}(t)\rightleftharpoons p^1F(p)-p^0f^{(0)}(0)\\f^{(2)}(t)\rightleftharpoons p^2F(p)-p^1f^{(0)}(0)-p^0f^{(1)}(0)\end{aligned}$$

积分性质

$$\mathcal{L}\left\{\underbrace{\int_0^t\mathrm{d}t\int_0^t\mathrm{d}t\cdots\int_0^t\mathrm{d}tf(t)}_{n\text{重积分}}\right\}(p)=\frac{1}{p^n}\mathcal{L}\{f(t)\}(p)$$

$$\underbrace{\int_0^t\mathrm{d}t\int_0^t\mathrm{d}t\cdots\int_0^t\mathrm{d}tf(t)}_{n\text{重积分}}\rightleftharpoons\frac{1}{p^n}\mathcal{L}\{f(t)\}(p)$$

周期函数变换定理

若 $f(t)=f(t+T)$, 则:

$$\mathcal{L}\{f(t)\}(p)=\frac{\int_0^Tf(\tau)\mathrm{e}^{-p\tau}\mathrm{d}\tau}{1-\mathrm{e}^{-pT}}$$

若 $f(t)=f(t+T)$, 则:

$$f(t)\rightleftharpoons\frac{\int_0^Tf(\tau)\mathrm{e}^{-p\tau}\mathrm{d}\tau}{1-\mathrm{e}^{-pT}}$$

常用拉普拉斯变换及反演

$$\begin{aligned}\mathcal{L}\{1\}(p)&=\frac{1}{p},\ \operatorname{Re}p>0\\ \mathcal{L}\{e^{at}\}(p)&=\frac{1}{p-a},\ \operatorname{Re}p>a\\ \mathcal{L}\{t^n\}(p)&=\frac{\Gamma(n+1)}{p^{n+1}}\\ \mathcal{L}\{t^ne^{at}\}(p)&=\frac{\Gamma(n+1)}{(p-a)^{n+1}}\\ \mathcal{L}\{\sin at\}(p)&=\frac{a}{p^2+a^2}\\ \mathcal{L}\{\cos at\}(p)&=\frac{p}{p^2+a^2}\end{aligned}$$

$$\mathcal{L}\{\sinh at\}(p) = \frac{a}{p^2 - a^2}$$

$$\mathcal{L}\{\cosh at\}(p) = \frac{p}{p^2 - a^2}$$

$$\mathcal{L}\{t \sin at\}(p) = \frac{2ap}{(p^2 + a^2)^2}$$

$$\mathcal{L}\{t \cos at\}(p) = \frac{p^2 - a^2}{(p^2 + a^2)^2}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{p} &\doteq 1, \quad \frac{1}{p^2} \doteq t, \quad \frac{n!}{p^{n+1}} \doteq t^n \\ \frac{1}{p - \alpha} &\doteq e^{\alpha t}, \quad \frac{n!}{(p - \alpha)^{n+1}} \doteq t^n e^{\alpha t} \\ \frac{\alpha}{p^2 + \alpha^2} &\doteq \sin \alpha t, \quad \frac{p}{p^2 + \alpha^2} \doteq \cos \alpha t \\ \frac{\alpha}{p^2 - \alpha^2} &\doteq \sinh \alpha t, \quad \frac{p}{p^2 - \alpha^2} \doteq \cosh \alpha t \end{aligned}$$

拉普拉斯变换的应用

解常微分方程

例1

用拉普拉斯变换解下列 RL 串联电路方程，其中 L, R, E 为常数：

$$\begin{cases} L \frac{di(t)}{dt} + Ri(t) = E \\ i(0) = 0 \end{cases}$$

设 $i(t) \doteq F(p)$

微分定理给出：

$$\frac{di(t)}{dt} \doteq p^1 F(p) - p^0 i^{(0)}(0) = pF(p) - i(0) = pF(p)$$

常用拉普拉斯变换：

$$\mathcal{L}\{1\}(p) = \frac{1}{p}, \quad \text{Re } p > 0, \quad \text{or } 1 \doteq \frac{1}{p}$$

对方程 $L \frac{di(t)}{dt} = +Ri(t) = E$ 两边同时作拉普拉斯变换，得：

$$LpF(p) + RF(p) = \frac{E}{p}$$

解出 $F(p)$ ：

$$\begin{aligned} F(p) &= \frac{E}{Lp^2 + Rp} \\ &= \frac{E}{R} \left(\frac{1}{p} - \frac{p}{p + R/L} \right) \end{aligned}$$

常用拉普拉斯变换的反演：

$$\frac{1}{p - \alpha} \doteq e^{\alpha t}$$

于是：

$$\frac{1}{p} \doteq 1, \quad \frac{1}{p+R/L} \doteq \mathrm{e}^{-\frac{R}{L}t}$$

对方程 $F(p) = \frac{E}{R} \left(\frac{1}{p} - \frac{p}{p+R/L} \right)$ 两边同时作拉普拉斯逆变换，得：

$$i(t) = \frac{E}{R} \left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{R}{L}t} \right)$$

第11章 δ 函数

δ 函数的定义

δ 函数是一个定义在 \mathbb{R} 上的广义函数， 其满足：

$$\delta(x-x_0) = \begin{cases} 0 & , x \neq x_0 \\ +\infty & , x = x_0 \end{cases}, \text{ 且 } \int_a^b \delta(x-x_0)\mathrm{d}x = \begin{cases} 1 & , x_0 \in (a,b) \\ 0 & , x_0 \notin (a,b) \end{cases}$$

δ 函数的性质

(1) 设 $f(x)$ 为连续函数， 则：

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\delta(x-x_0)\mathrm{d}x = f(x_0)$$

(2) $\delta(x)$ 是偶函数：

$$\delta(-x) = \delta(x)$$

(3) :

$$f(x)\delta(x-x_0) = f(x_0)\delta(x-x_0)$$

(4) :

$$x\delta(x) = 0$$

(5) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-x_2)\delta(x-x_1)\mathrm{d}x = \delta(x_1-x_2)$$

(6) : 设 $\{x_i\}$ 为 $\varphi(x)$ 的单根， 即 $\varphi(x_i) = 0$ 且 $\varphi'(x_i) \neq 0$ ， 则：

$$\delta(\varphi(x)) = \sum_i \frac{1}{|\varphi'(x_i)|} \delta(x-x_i)$$

简单例子：

$$\delta(ax) = \frac{1}{|a|} \delta(x)$$

$$\delta(x^2-a^2) = \frac{1}{2|a|} [\delta(x+a) + \delta(x-a)]$$

三维 δ 函数

$$\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)=\begin{cases}0&,\vec{r}\neq\vec{r}_0\\+\infty&,\vec{r}=\vec{r}_0\end{cases},\text{且}\int_V\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)\mathrm{d}^3\vec{r}=1,\vec{r}_0\in V$$

三维直角坐标系

$$\begin{aligned}\mathrm{d}^3\vec{r}&=\mathrm{d}x\mathrm{d}y\mathrm{d}z\\ \delta(\vec{r}-\vec{r}_0)&\equiv\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-z_0)\end{aligned}$$

三维球坐标系

$$\begin{aligned}\mathrm{d}^3\vec{r}&=r^2\sin\theta\mathrm{d}r\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi\\ \delta(\vec{r}-\vec{r}_0)&=\frac{1}{r^2\sin\theta}\delta(r-r_0)\delta(\theta-\theta_0)\delta(\varphi-\varphi_0)\end{aligned}$$

三维柱坐标系

$$\begin{aligned}\mathrm{d}^3\vec{r}&=\rho\mathrm{d}\rho\mathrm{d}\varphi\mathrm{d}z\\ \delta(\vec{r}-\vec{r}_0)&=\frac{1}{\rho}\delta(\rho-\rho_0)\delta(\varphi-\varphi_0)\delta(z-z_0)\end{aligned}$$

不同形式的 δ 函数

$$\begin{aligned}\delta(x)&=\lim_{n\rightarrow\infty}\sqrt{\frac{n}{\pi}}\mathrm{e}^{-nx^2}\\ \delta(\vec{r})&=-\frac{1}{4\pi}\nabla^2\frac{1}{r}\end{aligned}$$

δ 函数的傅里叶展式和傅里叶变换

一维

设 $\delta(x-x_0)$ 可展为：

$$\delta(x-x_0)=\frac{1}{2\pi}\int_{k=-\infty}^{k=+\infty}C(k)\mathrm{e}^{\mathrm{i}kx}\mathrm{d}k$$

其中，系数 $C(k)$ 就是 $\delta(x-x_0)$ 的傅里叶变换 $\mathscr{F}\{\delta(x-x_0)\}(k)$ ，即：

$$\begin{aligned}C(k)&=\mathscr{F}\{\delta(x-x_0)\}(k)\\&=\int_{k=-\infty}^{k=+\infty}\delta(x-x_0)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kx}\mathrm{d}x\\&=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kx_0}\end{aligned}$$

代回 $\delta(x-x_0)$ 的傅里叶展式，可得：

$$\begin{aligned}\delta(x-x_0)&=\frac{1}{2\pi}\int_{k=-\infty}^{k=+\infty}C(k)\mathrm{e}^{\mathrm{i}kx}\mathrm{d}k\\&=\frac{1}{2\pi}\int_{k=-\infty}^{k=+\infty}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kx_0}\mathrm{e}^{\mathrm{i}kx}\mathrm{d}k\\&=\frac{1}{2\pi}\int_{k=-\infty}^{k=+\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}k(x-x_0)}\mathrm{d}k\end{aligned}$$

$$\delta(x-x_0)=\frac{1}{2\pi}\int_{k=-\infty}^{k=+\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(x-x_0)k}\mathrm{d}k$$

三维

$$\begin{aligned}\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)&=\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-z_0)\\&=\left(\frac{1}{2\pi}\int_{k_x=-\infty}^{k_x=+\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(x-x_0)k_x}\mathrm{d}k_x\right)\left(\frac{1}{2\pi}\int_{k_y=-\infty}^{k_y=+\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(y-y_0)k_y}\mathrm{d}k_y\right)\left(\frac{1}{2\pi}\int_{k_z=-\infty}^{k_z=+\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(z-z_0)k_z}\mathrm{d}k_z\right)\\&=\frac{1}{(2\pi)^3}\int_{k_x=-\infty}^{k_x=+\infty}\int_{k_y=-\infty}^{k_y=+\infty}\int_{k_z=-\infty}^{k_z=+\infty}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(x-x_0)k_x}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(y-y_0)k_y}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(z-z_0)k_z}\mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y\mathrm{d}k_z\\&=\frac{1}{(2\pi)^3}\int_{\vec{k}\in\mathbb{R}^3}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{r}-\vec{r}_0)\cdot\vec{k}}\mathrm{d}^3\vec{k}\end{aligned}$$

$$\delta(\vec{r}-\vec{r}_0)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int_{\vec{k}\in\mathbb{R}^3}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\vec{r}-\vec{r}_0)\cdot\vec{k}}\mathrm{d}^3\vec{k}$$

例题

例1

证明： $\delta(\vec{r})=-\frac{1}{4\pi}\nabla^2\frac{1}{r}$

当 $\vec{r}\neq\vec{0}$, 有:

$$\begin{aligned}\nabla\frac{1}{r}&=-\frac{1}{r^2}\nabla r=-\frac{1}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}=-\frac{\vec{r}}{r^3}\\\nabla^2\frac{1}{r}&=\nabla\cdot\left(\nabla\frac{1}{r}\right)\\&=\nabla\cdot\left(-\frac{\vec{r}}{r^3}\right)\\&=-\left(\vec{r}\cdot\nabla\frac{1}{r^3}+\frac{1}{r^3}\nabla\cdot\vec{r}\right)\\&=-\left(\vec{r}\cdot\left(-3r^{-4}\frac{\vec{r}}{r}\right)+\frac{1}{r^3}\cdot3\right)\\&=0\end{aligned}$$

$\nabla^2\frac{1}{r}$ 在 $\vec{r}=\vec{0}$ 处无定义，但可人为定义其在 $\vec{0}$ 处的函数值为 $+\infty$

取以坐标原点为球心，半径为 R 的一个球体 V ,

$$\begin{aligned}
\int_{\vec{r} \in V} -\frac{1}{4\pi} \nabla^2 \frac{1}{r} d^3\vec{r} &= -\frac{1}{4\pi} \int_{\vec{r} \in V} \nabla \cdot \left(\nabla \frac{1}{r} \right) d^3\vec{r} \\
&= -\frac{1}{4\pi} \oint_{\partial V^+} \nabla \frac{1}{r} \cdot d\vec{S} \\
&= -\frac{1}{4\pi} \oint_{\partial V^+} \frac{\vec{r}}{r^3} \cdot d\vec{S} \\
&= \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{1}{R^2} \oint_{\partial V^+} dS \\
&= \frac{1}{4\pi R^2} \cdot 4\pi R^2 \\
&= 1
\end{aligned}$$

第12章 小波变换初步

第13章 波动方程、输运方程、泊松方程及其定解问题

波动方程、输运方程、泊松方程的标准形式

波动方程（双曲方程）

$$u_{tt} - a^2 \nabla^2 u(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t)$$

输运方程（抛物方程）

$$u_t - a^2 \nabla^2 u(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t)$$

泊松方程（椭圆方程）

$$\nabla^2 u(\vec{r}) = f(\vec{r})$$

拉普拉斯方程

$$\nabla^2 u(\vec{r}) = 0$$

波动方程、输运方程、泊松方程的定解条件

定解条件包括初始条件和边界条件。

初始条件

波动方程初始条件

场量 $u(\vec{r}, t)$ 在 $t = 0$ 时刻的空间分布和场量对时间的一阶导 $u_t(\vec{r}, t)$ 在 $t = 0$ 时刻的空间分布：

$$\begin{cases} u(\vec{r}, t) \Big|_{t=0} = \varphi(\vec{r}) \\ u_t(\vec{r}, t) \Big|_{t=0} = \nu(\vec{r}) \end{cases}$$

输运方程初始条件

场量 $u(\vec{r}, t)$ 在 $t = 0$ 时刻的空间分布**或**场量对时间的一阶导 $u_t(\vec{r}, t)$ 在 $t = 0$ 时刻的空间分布：

$$u(\vec{r}, t)\Big|_{t=0} = \varphi(\vec{r})$$

或：

$$u_t(\vec{r}, t)\Big|_{t=0} = \nu(\vec{r})$$

泊松方程初始条件

泊松方程没有初始条件（稳定场，场量不随时间改变）

边界条件

第一类边界条件

场量 $u(\vec{r}, t)$ 在边界 $\partial\Omega$ 处的取值所要满足的条件

$$u(\vec{r}, t)\Big|_{\vec{r}\in\partial\Omega} = g(\vec{r}, t)$$

若 $g(\vec{r}, t) = 0$ ，则得到**第一类齐次边界条件**：

$$u(\vec{r}, t)\Big|_{\vec{r}\in\partial\Omega} = 0$$

第二类边界条件

场量沿边界的外法线的梯度对时间的依赖关系

$$\frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial n}\Big|_{\vec{r}\in\partial\Omega} = g(\vec{r}, t)$$

若 $g(\vec{r}, t) = 0$ ，则得到**第二类齐次边界条件**：

$$\frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial n}\Big|_{\vec{r}\in\partial\Omega} = 0$$

第三类边界条件

$$\left(\alpha u(\vec{r}, t) + \beta \frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial n}\right)\Big|_{\vec{r}\in\Omega} = g(\vec{r}, t)$$

若 $g(\vec{r}, t) = 0$ ，则得到**第三类齐次边界条件**：

$$\left(\alpha u(\vec{r}, t) + \beta \frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial n}\right)\Big|_{\vec{r}\in\Omega} = 0$$

自然边界条件

所求解的场量 u 在考虑的区域 Ω 及其边界 $\partial\Omega$ 上，都是有界的，不发散的，即：

$$|u| < +\infty$$

周期性边界条件

场函数 $u(\vec{r}, t)$ 具有空间周期性。

衔接条件

若研究的区域 Ω 可分成几个性质不同的子区域，则在相邻子区域的边界上要求用特殊的衔接条件。

波动方程、输运方程、泊松方程的定解条件

波动方程定解条件

$$\begin{cases} u_{tt}(\vec{r}, t) - a^2 \nabla^2 u = f(\vec{r}, t) \\ u(\vec{r}, t) \Big|_{t=0} = \varphi(\vec{r}) \\ u_t(\vec{r}, t) \Big|_{t=0} = \nu(\vec{r}) \\ \left[\alpha u(\vec{r}, t) + \beta \frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial n} \right]_{\vec{r} \in \partial \Omega} = g(\vec{r}, t) \Big|_{\vec{r} \in \partial \Omega} \end{cases}$$

输运方程定解条件

$$\begin{cases} u_t(\vec{r}, t) - a^2 \nabla^2 u = f(\vec{r}, t) \\ u(\vec{r}, t) \Big|_{t=0} = \varphi(\vec{r}) \text{ or } u_t(\vec{r}, t) \Big|_{t=0} = \nu(\vec{r}) \\ \left[\alpha u(\vec{r}, t) + \beta \frac{\partial u(\vec{r}, t)}{\partial n} \right]_{\vec{r} \in \partial \Omega} = g(\vec{r}, t) \Big|_{\vec{r} \in \partial \Omega} \end{cases}$$

泊松方程定解条件

$$\begin{cases} \nabla^2 u(\vec{r}) = f(\vec{r}) \\ \left[\alpha u(\vec{r}) + \beta \frac{\partial u(\vec{r})}{\partial n} \right]_{\vec{r} \in \partial \Omega} = g(\vec{r}, t) \Big|_{\vec{r} \in \partial \Omega} \end{cases}$$

第14章 分离变量法

例1

求解四边固定， x, y 方向上边长分别为 l, d 的矩形薄膜的本征振动（即求本征振动频率和本征振动函数）

矩形薄膜的振动满足二维波动方程。这里采用直角坐标，结合“四周固定”这一边界条件，可得：

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial t^2} - a^2 \left(\frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, t)}{\partial y^2} \right) = 0 \\ u|_{x=0} = u|_{x=l} = 0 \\ u|_{y=0} = u|_{y=d} = 0 \end{cases}$$

设 $u(x, y, t)$ 可分离变量：

$$u(x, y, t) = U(x, y)T(t) = X(x)Y(y)T(t)$$

代入波动方程可得：

$$X(x)Y(y)T''(t) - a^2 [Y(y)T(t)X''(x) + X(x)T(t)Y''(y)] = 0$$

上式两边同时除以 $X(x)Y(y)T(t)$ 得：

$$\frac{T''(t)}{T(t)} - a^2 \left[\frac{X''(x)}{X(x)} + \frac{Y''(y)}{Y(y)} \right] = 0$$

观察可知，必定有：

$$\frac{T''(t)}{T(t)} = -\omega^2, \quad \frac{X''(x)}{X(x)} = -k_x^2, \quad \frac{Y''(y)}{Y(y)} = -k_y^2$$

将上式代入上上式，可知 ω, k_x, k_y 满足：

$$\omega^2 = a^2 (k_x^2 + k_y^2)$$

$$\frac{X''(x)}{X(x)} = -k_x^2 \implies X(x) = A \cos(k_x x) + B \sin(k_x x)$$

结合边界条件 $u|_{x=0} = u|_{x=l} = 0$ 可得：

$$A = 0, \quad k_x^{(n)} = \frac{n\pi}{l}, \quad n = 1, 2, \dots$$

因此， $X(x)$ 的本征函数为：

$$X^{(n)} = B^{(n)} \sin\left(\frac{n\pi}{l}x\right)$$

$$\frac{Y''(y)}{Y(y)} = -k_y^2 \implies Y(y) = C \cos(k_y y) + D \sin(k_y y)$$

结合边界条件 $u|_{y=0} = u|_{y=d} = 0$ 可得：

$$C = 0, \quad k_y^{(m)} = \frac{m\pi}{d}, \quad m = 1, 2, \dots$$

因此， $Y(y)$ 的本征函数为：

$$Y^{(m)} = D^{(m)} \sin\left(\frac{m\pi}{d}y\right)$$

由 $U(x, y) = X(x)Y(y)$ 可知，本征振动函数为：

$$\begin{aligned} U^{(nm)}(x, y) &= X^{(n)}(x)Y^{(m)}(y) \\ &= B^{(n)}D^{(m)} \sin\left(\frac{n\pi}{l}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{d}y\right) \\ &\equiv E^{(nm)} \sin\left(\frac{n\pi}{l}x\right) \sin\left(\frac{m\pi}{d}y\right), \quad E^{(nm)} \equiv B^{(n)}D^{(m)}, \quad n, m = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

由 $\omega^2 = a^2 (k_x^2 + k_y^2)$ 可知，本征振动频率为：

$$\begin{aligned} \omega^{(nm)} &= a \sqrt{\left(k_x^{(n)}\right)^2 + \left(k_y^{(m)}\right)^2} \\ &= a \sqrt{\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{d}\right)^2}, \quad n, m = 1, 2, \dots \end{aligned}$$

例2

求定解问题：

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{tt} - a^2 u_{xx} = 0 \\ u_x \Big|_{x=0} = 0 \\ u_x \Big|_{x=l} = 0 \\ u \Big|_{t=0} = \cos\left(\frac{\pi x}{l}\right) + 0.3 \cos\left(\frac{3\pi x}{l}\right) \\ u_t \Big|_{t=0} = 0 \end{array} \right.$$

设：

$$u(x, t) = U(x)T(t)$$

代入一维波动方程 $u_{tt} - a^2 u_{xx} = 0$ 可得:

$$\frac{T''(t)}{T(t)} = a^2 \frac{U''(x)}{U(x)} = -\omega^2$$

$$T''(t) + \omega^2 T(t) = 0 \implies T(t) = A \cos \omega t + B \sin \omega t$$

$$T'(t) = -\omega A \sin \omega t + \omega B \cos \omega t$$

$$u_t \Big|_{t=0} = 0 \implies T'(t) \Big|_{t=0} = 0 \implies B = 0$$

因此:

$$T(t) = A \cos \omega t$$

令:

$$k \equiv \frac{\omega}{a}, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{a^2}$$

$$U''(x) + k^2 U(x) = 0 \implies U(x) = C \cos kx + D \sin kx$$

$$U'(x) = -kC \sin kx + kD \cos kx$$

$$u_x \Big|_{x=0} = 0 \implies U'(x) \Big|_{x=0} = 0 \implies D = 0$$

因此:

$$U(x) = C \cos kx, \quad U'(x) = -kC \sin kx$$

$$u_x \Big|_{x=l} = 0 \implies U'(x) \Big|_{x=l} = 0 \implies -kC \sin kl = 0$$

因此, k 的本征值 k_n 为:

$$k_n = \frac{n\pi}{l}, \quad n = 1, 2, \dots$$

$n = 0$ 是平庸解, 不考虑。

相应的本征函数 $U_n(x)$ 为:

$$U_n(x) = \cos k_n x = \cos \left(\frac{n\pi}{l} x \right), \quad n = 1, 2, \dots$$

由 $k \equiv \omega/a$, 得 ω 的本征值 ω_n 为:

$$\omega_n = ak_n = \frac{n\pi a}{l}, \quad n = 1, 2, \dots$$

相应的本征函数 $T_n(x)$ 为:

$$T_n(t) = \cos \omega_n t = \cos \left(\frac{n\pi a}{l} t \right), \quad n = 1, 2, \dots$$

本征解 $u_n(x, t)$ 为:

$$u_n(x, t) = U_n(t)T_n(t) = \cos \left(\frac{n\pi}{l} x \right) \cos \left(\frac{n\pi a}{l} t \right), \quad n = 1, 2, \dots$$

定解问题的通解 $u(x, t)$ 为:

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n u_n(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} E_n \cos\left(\frac{n\pi}{l}x\right) \cos\left(\frac{n\pi a}{l}t\right)$$

最后结合初始条件

$$u \Big|_{t=0} = \cos\left(\frac{\pi x}{l}\right) + 0.3 \cos\left(\frac{3\pi x}{l}\right)$$

得到：

$$E_1 = 1, E_2 = 0, E_3 = 0.3, E_4 = E_5 = \cdots = 0$$

最终得到定解问题的解为：

$$u(x, t) = \cos\left(\frac{\pi}{l}x\right) \cos\left(\frac{\pi a}{l}t\right) + 0.3 \cos\left(\frac{3\pi}{l}x\right) \cos\left(\frac{3\pi a}{l}t\right)$$

例3

求定解问题：

$$\begin{cases} u_t - a^2 \nabla^2 u = 0 \\ u \Big|_{x=0} = 0, u \Big|_{x=l_1} = 0 \\ u \Big|_{y=0} = 0, u \Big|_{y=l_2} = 0 \\ u \Big|_{z=0} = 0, u \Big|_{z=l_3} = 0 \\ u \Big|_{t=0} = T_0 \end{cases}$$

设 $u(x, y, z, t)$ 可分离变量：

$$u(x, y, z, t) = U(x, y, z)T(t)$$

代入输运方程可得：

$$U(x, y, z)T'(t) - a^2 T(t) \nabla^2 U(x, y, z) = 0$$

两边同时处以 $a^2 U(x, y, z)T(t)$ 得：

$$\frac{T'(t)}{a^2 T(t)} = \frac{\nabla^2 U(x, y, z)}{U(x, y, z)}$$

显然，有：

$$\frac{T'(t)}{a^2 T(t)} = \frac{\nabla^2 U(x, y, z)}{U(x, y, z)} = -k^2, \quad k > 0$$

$T(t)$ 满足方程：

$$T'(t) + a^2 k^2 T(t) = 0$$

$U(x, y, z)$ 满足方程：

$$\nabla^2 U(x, y, z) + k^2 U(x, y, z) = 0$$

设 $U(x, y, z)$ 可分离变量：

$$U(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$$

代入 $U(x, y, z)$ 满足的方程，得：

$$Y(y)Z(z)X''(x) + X(x)Z(z)Y''(y) + X(x)Y(y)Z''(z) + k^2 X(x)Y(y)Z(z) = 0$$

等号两边同时除以 $X(x)Y(y)Z(z)$ 得:

$$\frac{X''(x)}{X(x)} + \frac{Y''(y)}{Y(y)} + \frac{Z''(z)}{Z(z)} + k^2 = 0$$

注意到, $\frac{X''(x)}{X(x)}, \frac{Y''(y)}{Y(y)}, \frac{Z''(z)}{Z(z)}$ 分别只与 x, y, z 有关。上式成立, 则有:

$$\frac{X''(x)}{X(x)} = -k_x^2, \quad k_x > 0$$

$$\frac{Y''(y)}{Y(y)} = -k_y^2, \quad k_y > 0$$

$$\frac{Z''(z)}{Z(z)} = -k_z^2, \quad k_z > 0$$

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$$

即:

$$X''(x) + k_x^2 X(x) = 0$$

$$Y''(y) + k_y^2 Y(y) = 0$$

$$Z''(z) + k_z^2 Z(z) = 0$$

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2$$

方程 $X''(x) + k_x^2 X(x) = 0$ 的通解为:

$$X(x) = A_x \cos(k_x x) + B_x \sin(k_x x)$$

边界条件:

$$u \Big|_{x=0} = 0, u \Big|_{x=l_1} = 0 \implies X(x) \Big|_{x=0} = 0, X(x) \Big|_{x=l_1} = 0$$

由 $X(x) \Big|_{x=0} = 0$ 可知:

$$A_x = 0$$

因此:

$$X(x) = B_x \sin(k_x x)$$

再由 $X(x) \Big|_{x=l_1} = 0$ 可得 k_x 的本征值 $k_x^{(n_x)}$ 为:

$$k_x^{(n_x)} = \frac{n_x \pi}{l_1}, \quad n_x = 1, 2, \dots$$

相应的本征函数 $X_{n_x}(x)$ 为:

$$X_{n_x}(x) = \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right), \quad n_x = 1, 2, \dots$$

类似的, k_y 的本征值 $k_y^{(n_y)}$ 为:

$$k_y^{(n_y)} = \frac{n_y \pi}{l_2}, \quad n_y = 1, 2, \dots$$

相应的本征函数 $Y_{n_y}(y)$ 为:

$$Y_{n_y}(y) = \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right), \quad n_y = 1, 2, \dots$$

k_z 的本征值 $k_z^{(n_z)}$ 为:

$$k_z^{(n_z)} = \frac{n_z \pi}{l_3}, \quad n_z = 1, 2, \dots$$

相应的本征函数 $Z_{n_z}(z)$ 为:

$$Z_{n_z}(z) = \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right), \quad n_z = 1, 2, \dots$$

由 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ 可知, k 的本征值 $k_{n_x n_y n_z}$ 为:

$$\begin{aligned} k_{n_x n_y n_z} &= \sqrt{\left(k_x^{(n_x)}\right)^2 + \left(k_y^{(n_y)}\right)^2 + \left(k_z^{(n_z)}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{n_x \pi}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{l_3}\right)^2} \end{aligned}$$

由 $U(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$ 可知, 相应于本征值 $k_{n_x n_y n_z}$ 的本征函数 $U_{n_x n_y n_z}$ 为:

$$U_{n_x n_y n_z}(x, y, z) = X_{n_x}(x)Y_{n_y}(y)Z_{n_z}(z) = \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right)$$

由 $T'(t) + a^2 k^2 T(t) = 0$ 可知, $T(t)$ 的本征函数 $T_{n_x n_y n_z}(t)$ 为:

$$T_{n_x n_y n_z}(t) = e^{-k_{n_x n_y n_z}^2 a^2 t}$$

由 $u(x, y, z, t) = U(x, y, z)T(t)$ 可知, $u(x, y, z, t)$ 的本征函数 $u_{n_x n_y n_z}(x, y, z, t)$ 为:

$$\begin{aligned} u_{n_x n_y n_z}(x, y, z, t) &= U_{n_x n_y n_z}(x, y, z)T_{n_x n_y n_z}(t) \\ &= e^{-k_{n_x n_y n_z}^2 a^2 t} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right) \end{aligned}$$

因此, 定解问题的形式解 $u(x, y, z, t)$ 为:

$$\begin{aligned} u(x, y, z, t) &= \sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} u_{n_x n_y n_z}(x, y, z, t) \\ &= \sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} e^{-k_{n_x n_y n_z}^2 a^2 t} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right) \\ &= \sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} \exp\left\{-a^2 \left[\left(\frac{n_x \pi}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{l_3}\right)^2\right] t\right\} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right) \end{aligned}$$

结合初始条件 $u(x, y, z, t) \Big|_{t=0} = T_0$, 得:

$$\sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right) = T_0$$

等号两边同乘 $\sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n'_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n'_z \pi z}{l_3}\right)$ 并积分 ($n'_x, n'_y, n'_z \in \{1, 2, \dots\}$):

$$\begin{aligned} &\sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} \int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) dx \int_{y=0}^{y=l_2} \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n'_y \pi y}{l_2}\right) dy \int_{z=0}^{z=l_3} \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right) \sin\left(\frac{n'_z \pi z}{l_3}\right) dz \\ &= T_0 \int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) dx \int_{y=0}^{y=l_2} \sin\left(\frac{n'_y \pi y}{l_2}\right) dy \int_{z=0}^{z=l_3} \sin\left(\frac{n'_z \pi z}{l_3}\right) dz \end{aligned}$$

注意到:

$$\begin{aligned}
\int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) dx &= \frac{l_1}{n'_x \pi} \int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) d\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) \\
&= \frac{-l_1}{n'_x \pi} \int_{x=0}^{x=l_1} d\left[\cos\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right)\right] \\
&= \frac{-l_1}{n'_x \pi} \cdot \cos\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) \Big|_{x=0}^{x=l_1} \\
&= \frac{-l_1}{n'_x \pi} \cdot [\cos(n'_x \pi) - 1] \\
&= \frac{l_1}{n'_x \pi} [1 - (-1)^{n'_x}]
\end{aligned}$$

利用积化和差公式 $\sin \alpha \sin \beta = \frac{1}{2} [\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]$, 有:

$$\int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) dx = \frac{1}{2} \int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x - n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx - \frac{1}{2} \int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x + n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx$$

注意到:

$$\begin{aligned}
\int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x + n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx &= \frac{l_1}{(n_x + n'_x) \pi} \int_{x=0}^{x=l_1} d\left[\sin\left(\frac{(n_x + n'_x) \pi x}{l_1}\right)\right] \\
&= \frac{l_1}{(n_x + n'_x) \pi} \cdot \sin\left(\frac{(n_x + n'_x) \pi x}{l_1}\right) \Big|_{x=0}^{x=l_1} \\
&= 0
\end{aligned}$$

再注意到, 当 $n_x = n'_x$ 时,

$$\int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x - n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx = l_1$$

当 $n_x \neq n'_x$ 时,

$$\begin{aligned}
\int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x - n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx &= \frac{l_1}{(n_x - n'_x) \pi} \int_{x=0}^{x=l_1} d\left[\sin\left(\frac{(n_x - n'_x) \pi x}{l_1}\right)\right] \\
&= \frac{l_1}{(n_x - n'_x) \pi} \cdot \sin\left(\frac{(n_x - n'_x) \pi x}{l_1}\right) \Big|_{x=0}^{x=l_1} \\
&= 0
\end{aligned}$$

因此:

$$\int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x - n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx = l_1 \delta_{n_x, n'_x}$$

终于, 我们可以计算:

$$\begin{aligned}
\int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) dx &= \frac{1}{2} \int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x - n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx - \frac{1}{2} \int_{x=0}^{x=l_1} \cos\left(\frac{(n_x + n'_x) \pi x}{l_1}\right) dx \\
&= \frac{1}{2} l_1 \delta_{n_x, n'_x} - \frac{1}{2} \cdot 0 \\
&= \frac{l_1}{2} \delta_{n_x, n'_x}
\end{aligned}$$

于是, 下面这个复杂的方程

$$\begin{aligned}
&\sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} \int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n_x \pi x}{l_1}\right) \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) dx \int_{y=0}^{y=l_2} \sin\left(\frac{n_y \pi y}{l_2}\right) \sin\left(\frac{n'_y \pi y}{l_2}\right) dy \int_{z=0}^{z=l_3} \sin\left(\frac{n_z \pi z}{l_3}\right) \sin\left(\frac{n'_z \pi z}{l_3}\right) dz \\
&= T_0 \int_{x=0}^{x=l_1} \sin\left(\frac{n'_x \pi x}{l_1}\right) dx \int_{y=0}^{y=l_2} \sin\left(\frac{n'_y \pi y}{l_2}\right) dy \int_{z=0}^{z=l_3} \sin\left(\frac{n'_z \pi z}{l_3}\right) dz
\end{aligned}$$

可简化为：

$$\sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} \frac{l_1 l_2 l_3}{8} \delta_{n_x, n'_x} \delta_{n_y, n'_y} \delta_{n_z, n'_z} = T_0 \frac{l_1 l_2 l_3}{n'_x n'_y n'_z \pi^3} \left[1 - (-1)^{n'_x} \right] \left[1 - (-1)^{n'_y} \right] \left[1 - (-1)^{n'_z} \right]$$

继续化简：

$$C_{n'_x n'_y n'_z} \cdot \frac{1}{8} = T_0 \frac{1}{n'_x n'_y n'_z \pi^3} \left[1 - (-1)^{n'_x} \right] \left[1 - (-1)^{n'_y} \right] \left[1 - (-1)^{n'_z} \right]$$

解得系数：

$$C_{n'_x n'_y n'_z} = \frac{8}{n'_x n'_y n'_z \pi^3} T_0 \left[1 - (-1)^{n'_x} \right] \left[1 - (-1)^{n'_y} \right] \left[1 - (-1)^{n'_z} \right]$$

把下标 n'_x, n_y, n'_z 替换为 n_x, n_y, n_z ：

$$C_{n_x n_y n_z} = \frac{8}{n_x n_y n_z \pi^3} T_0 \left[1 - (-1)^{n_x} \right] \left[1 - (-1)^{n_y} \right] \left[1 - (-1)^{n_z} \right]$$

综上，定解问题的解 $u(x, y, z, t)$ 为：

$$\begin{aligned} u(x, y, z, t) &= \sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} C_{n_x n_y n_z} \exp \left\{ -a^2 \left[\left(\frac{n_x \pi}{l_1} \right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{l_2} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{l_3} \right)^2 \right] t \right\} \sin \left(\frac{n_x \pi x}{l_1} \right) \sin \left(\frac{n_y \pi y}{l_2} \right) \sin \left(\frac{n_z \pi z}{l_3} \right) \\ &= \sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty} \frac{8}{n_x n_y n_z \pi^3} T_0 \left[1 - (-1)^{n_x} \right] \left[1 - (-1)^{n_y} \right] \left[1 - (-1)^{n_z} \right] \exp \left\{ -a^2 \left[\left(\frac{n_x \pi}{l_1} \right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{l_2} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{l_3} \right)^2 \right] t \right\} \times \\ &\quad \sin \left(\frac{n_x \pi x}{l_1} \right) \sin \left(\frac{n_y \pi y}{l_2} \right) \sin \left(\frac{n_z \pi z}{l_3} \right) \end{aligned}$$

第15章 曲线坐标系下的分离变量

球坐标系下方程的分离变量

拉普拉斯方程在球坐标系下的分量变量

在球坐标系下，拉普拉斯方程为：

$$\nabla^2 u(r, \theta, \varphi) = 0$$

其中，拉普拉斯算子在球坐标系下的表达式为：

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

设 $u(r, \theta, \varphi)$ 可分离变量：

$$u(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

经过运算，可以得到：

径向方程

径向部分 $R(r)$ 满足**径向方程**：

$$r^2 \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + 2r \frac{dR(r)}{dr} - l(l+1)R(r) = 0$$

球函数方程

角度部分 $Y(\theta, \varphi)$ 满足**球函数方程**：

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y(\theta, \varphi)}{\partial \varphi^2} + l(l+1)Y(\theta, \varphi) = 0$$

方位角满足的方程

方位角部分 $\Phi(\varphi)$ 满足：

$$\Phi''(\varphi) + \lambda \Phi(\varphi) = 0$$

结合周期性边界条件 $\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$ 可得：

$$\lambda = m^2, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

因此方位角部分满足的方程可写为：

$$\Phi''(\varphi) + m^2 \Phi(\varphi) = 0$$

连带勒让德方程

极角部分 $\Theta(\theta)$ 满足：

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta(\theta)}{d\theta} \right) + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta(\theta) = 0$$

令 $x = \cos \theta, \Theta(\theta) = y(x), \theta \in [0, \pi], |x| \leq 1, \sin \theta = \sqrt{1 - x^2}$,

$$\frac{d\Theta}{d\theta} = \frac{dy}{dx} \frac{dx}{d\theta} = -\sin \theta \frac{dy}{dx}$$

则方程可化为**连带勒让德方程**：

$$(1 - x^2) \frac{d^2 y}{dx^2} - 2x \frac{dy}{dx} + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{1 - x^2} \right] y = 0$$

勒让德方程

若考虑的问题具有极轴对称性，即场量与方位角 φ 无关：

$$u = u(r, \theta)$$

这对应 $m = 0$ ，则连带勒让德方程退化为**勒让德方程**：

$$(1 - x^2) \frac{d^2 y}{dx^2} - 2x \frac{dy}{dx} + l(l+1)y = 0$$

亥姆霍兹方程在球坐标系下的分离变量

在球坐标系下，亥姆霍兹方程为：

$$\nabla^2 u(r, \theta, \varphi) + k^2 u(r, \theta, \varphi) = 0$$

其中，拉普拉斯算子在球坐标系下的表达式为：

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

设 $u(r, \theta, \varphi)$ 可分离变量：

$$u(r, \theta, \varphi) = R(r)Y(\theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

经过运算，可以得到：

球贝塞尔方程

径向部分 $R(r)$ 满足球贝塞尔方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}r^2} + \frac{2}{r}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}r} + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2}\right]R = 0$$

球函数方程

角度部分 $Y(\theta, \varphi)$ 满足**球函数方程**：

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y(\theta, \varphi)}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y(\theta, \varphi)}{\partial\varphi^2} + l(l+1)Y(\theta, \varphi) = 0$$

可见，亥姆霍兹方程解的角度部分满足的方程与拉普拉斯一致。

方位角满足的方程

因此方位角部分满足的方程可写为：

$$\Phi''(\varphi) + m^2\Phi(\varphi) = 0, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

连带勒让德方程

极角部分 $\Theta(\theta)$ 满足：

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\sin\theta\frac{\mathrm{d}\Theta(\theta)}{\mathrm{d}\theta}\right) + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{\sin^2\theta}\right]\Theta(\theta) = 0$$

令 $x = \cos\theta, \Theta(\theta) = y(x), \theta \in [0, \pi], |x| \leq 1, \sin\theta = \sqrt{1-x^2}$,

$$\frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}\theta} = \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\theta} = -\sin\theta\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}$$

则方程可化为**连带勒让德方程**：

$$(1-x^2)\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2} - 2x\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{1-x^2}\right]y = 0$$

勒让德方程

若考虑的问题具有极轴对称性，即场量与方位角 φ 无关：

$$u = u(r, \theta)$$

对应 $m = 0$ ，则连带勒让德方程退化为**勒让德方程**：

$$(1-x^2)\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2} - 2x\frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + l(l+1)y = 0$$

柱坐标系下方程的分离变量

柱坐标系下亥姆霍兹方程的分离变量

在柱坐标系下，亥姆霍兹方程为：

$$\nabla^2 u(\rho, \varphi, z) + k^2 u(\rho, \varphi, z) = 0$$

其中，拉普拉斯算子在柱坐标系下的表达式为：

$$\nabla^2 = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

设 $u(\rho, \varphi, z)$ 可分离变量：

$$u(\rho, \varphi, z) = R(\rho)\Phi(\varphi)Z(z)$$

经过运算，可以得到：

$\Phi(\varphi)$ 满足的方程

$\Phi(\varphi)$ 满足：

$$\Phi''(\varphi) + \nu^2\Phi(\varphi) = 0, \quad \nu \geqslant 0$$

若不限制 φ 的取值范围，而采用周期性边界条件 $\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$ 可得：

$$\nu = m, \quad m = 0, 1, 2, \cdots$$

ps：这里为了让 ν 和 ν^2 一一对应，约定 ν 取非负实数。

$Z(z)$ 满足的方程

$$Z''(z) - \lambda Z(z) = 0$$

$R(\rho)$ 满足的方程及贝塞尔方程

$R(\rho)$ 满足：

$$\frac{1}{\rho} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho} \left(\rho \frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho} \right) + \left(k^2 + \lambda - \frac{\nu^2}{\rho^2} \right) R(\rho) = 0$$

令 $x = \sqrt{k^2 + \lambda}\rho, \rho = x/\sqrt{k^2 + \lambda}, (k^2 + \lambda \neq 0), R(\rho) \Big|_{\rho=x/\sqrt{k^2+\lambda}} \equiv y(x), \quad y(x) \Big|_{x=\sqrt{k^2+\lambda}\rho} = R(\rho)$ ，则上面方程可化为贝塞尔方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2 y(x)}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{x} \frac{\mathrm{d}y(x)}{\mathrm{d}x} + \left(1 - \frac{\nu^2}{x^2} \right) y(x) = 0, \quad \nu \geqslant 0$$

或称为 ν 阶贝塞尔方程。

第16章 球函数

勒让德多项式

在球坐标系下，拉普拉斯方程为：

$$\nabla^2 u(r, \theta, \varphi) = 0$$

设 $u(r, \theta, \varphi)$ 可分离变量：

$$u(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

代入拉普拉斯方程，可得极角部分 $\Theta(\theta)$ 满足：

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} \left(\sin \theta \frac{\mathrm{d}\Theta(\theta)}{\mathrm{d}\theta} \right) + \left[l(l+1) - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right] \Theta(\theta) = 0$$

令 $x = \cos \theta, \Theta(\theta) = y(x), \theta \in [0, \pi], |x| \leqslant 1, \sin \theta = \sqrt{1 - x^2}$,

$$\frac{\mathrm{d}\Theta}{\mathrm{d}\theta} = \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}\theta} = -\sin \theta \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x}$$

则方程可化为**连带勒让德方程**：

$$(1-x^2)\frac{d^2y}{dx^2}-2x\frac{dy}{dx}+\left[l(l+1)-\frac{m^2}{1-x^2}\right]y=0$$

若考虑的问题具有极轴对称性，即场量与方位角 φ 无关：

$$u=u(r,\theta)\text{ or }\Phi(\varphi)=\text{const}$$

对应 $m=0$ ，则连带勒让德方程退化为**勒让德方程**：

$$(1-x^2)\frac{d^2y}{dx^2}-2x\frac{dy}{dx}+l(l+1)y=0,\text{ }l=0,1,2,\cdots$$

利用级数法可以求得，勒让德方程在自变量 $|x|\leqslant 1$ 范围内，在自然边界条件 $|y(x)|<+\infty$ 下，对应于本征值 $l(l+1)$ ， $l=0,1,2,\cdots$ 的本征解为勒让德多项式 $P_l(x)$ ：

$$P_l(x)\equiv\sum_{n=0}^N\frac{(-1)^n(2l-2n)!}{2^ln!(l-n)!(l-2n)!}x^{l-2n},\text{ }N=\begin{cases}\frac{l}{2}, & l\text{为偶数} \\ \frac{l-1}{2}, & l\text{为奇数}\end{cases}$$

即：

$$\begin{cases}|x|\leqslant 1 \\ (1-x^2)\frac{d^2y_l(x)}{dx^2}-2x\frac{dy_l(x)}{dx}+l(l+1)y_l(x)=0,\text{ }l=0,1,2,\cdots \\ |y_l(x)|<1\end{cases}$$

$$\implies y_l(x)=P_l(x),\text{ }P_l(x)\equiv\sum_{n=0}^N\frac{(-1)^n(2l-2n)!}{2^ln!(l-n)!(l-2n)!}x^{l-2n},\text{ }N=\begin{cases}\frac{l}{2}, & l\text{为偶数} \\ \frac{l-1}{2}, & l\text{为奇数}\end{cases}$$

前几个勒让德多项式

$$P_0(x)=1$$

$$P_1(x)=x$$

$$P_2(x)=\frac{1}{2}\left(3x^2-1\right)$$

$$P_3(x)=\frac{1}{2}\left(5x^3-3x\right)$$

$$P_4(x)=\frac{1}{8}\left(35x^4-30x^2+3\right)$$

$$P_5(x)=\frac{1}{8}\left(63x^5-70x^3+15x\right)$$

勒让德多项式的性质

$$P_l(x)\equiv\sum_{n=0}^N\frac{(-1)^n(2l-2n)!}{2^ln!(l-n)!(l-2n)!}x^{l-2n},\text{ }N=\begin{cases}\frac{l}{2}, & l\text{为偶数} \\ \frac{l-1}{2}, & l\text{为奇数}\end{cases}$$

$$P_l(1)=1$$

$$P_l(-x)=(-1)^lP(x)$$

罗德里格斯公式（勒让德多项式的微分表达式）

$$P_l(x)=\frac{1}{2^ll!}\frac{d^l}{dx^l}\left(x^2-1\right)^l$$

勒让德多项式的生成函数（母函数）

定义勒让德多项式的生成函数 $f(r)$ 为：

$$f(r) \equiv \frac{1}{\sqrt{1+r^2-2r\cos\theta}} = \frac{1}{\sqrt{1+r^2-2rx}}$$

其中, $x = \cos\theta, |x| \leqslant 1$

当 $r < 1$, 可将 $f(r)$ 在 $r = 0$ 处进行泰勒展开, 可得:

$$f(r) \equiv \frac{1}{\sqrt{1+r^2-2rx}} = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(x)r^l, \quad r < 1$$

或者:

$$f(r) \equiv \frac{1}{\sqrt{1+r^2-2r\cos\theta}} = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta)r^l, \quad r < 1$$

当 $r > 1, \frac{1}{r} < 1$, 有:

$$\begin{aligned} f(r) &= \frac{1}{\sqrt{1+r^2-2rx}} \\ &= \frac{1}{r\sqrt{1+(1/r)^2-2(1/r)x}} \\ &= \frac{1}{r} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(x) \left(\frac{1}{r}\right)^l \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} P_l(x)r^{-(l+1)}, \quad r > 1 \end{aligned}$$

或者:

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{1+r^2-2r\cos\theta}} = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta)r^{-(l+1)}, \quad r > 1$$

勒让德多项式的递推公式

$$\begin{aligned} x(1+2l)P_l(x) - (l+1)P_{l+1}(x) - lP_{l-1}(x) &= 0 \\ P_l(x) &= P'_{l+1}(x) + P'_{l-1}(x) - 2xP'_l(x) \\ (2l+1)P_l(x) &= P'_{l+1}(x) - P'_{l-1}(x) \\ (l+1)P_l(x) &= P'_{l+1}(x) - xP'_l(x) \\ lP_l(x) &= xP'_l(x) - P'_{l-1}(x) \\ (x^2-1)P'_l(x) &= lxP_l(x) - lP_{l-1}(x) \end{aligned}$$

勒让德函数的正交归一性

$\left\{ \sqrt{\frac{2l+1}{2}}P_l(x), \quad l = 0, 1, 2, \cdots \right\}$ 构成 $[-1, 1]$ 上的正交归一函数系, 基函数的正交归一性可表达为:

$$\int_{-1}^1 \sqrt{\frac{2k+1}{2}}P_k(x) \cdot \sqrt{\frac{2l+1}{2}}P_l(x)dx = \delta_{kl}, \quad k, l = 0, 1, 2, c \dots$$

具有轴对称的拉普拉斯方程的求解

拉普拉斯方程：

$$\nabla^2 u(r, \theta, \varphi) = 0$$

若求解的问题具有极轴对称性，即场分布与方位角 φ 无关：

$$u = u(r, \theta)$$

则拉普拉斯方程简化为：

$$\nabla^2 u(r, \theta) = 0$$

可以证明，在自然边界条件的要求下，方程的通解为：

$$u(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(C_l r^l + D_l r^{-(l+1)} \right) P_l(\cos \theta)$$

例1

在单位球的北极点上放置一电荷量为 $4\pi\varepsilon_0$ 的点电荷，求单位球内任一点 \vec{r} 的电势，并用勒让德多项式表示。

由余弦定理知，单位球内 \vec{r} 点离单位球上北极点的距离为：

$$r' = \sqrt{1 + r^2 - 2r \cos \theta}, \quad r < 1$$

单位球内 \vec{r} 点的电势为：

$$\begin{aligned} u(\vec{r}) &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r'} \\ &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{4\pi\varepsilon_0}{\sqrt{1 + r^2 - 2r \cos \theta}} \\ &= \frac{1}{\sqrt{1 + r^2 - 2r \cos \theta}}, \quad r < 1 \end{aligned}$$

这恰好是勒让德多项式的生成函数，其可在 $r = 0$ 点展开为：

$$u(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) r^l, \quad r < 1$$

例2

在半径 $r = r_0$ 的球内求解 $\nabla^2 u = 0$ ，使满足边界条件 $u \Big|_{r=r_0} = \sin^2 \theta$

边界条件与方位角 φ 无关，因此所求应也与 φ 无关：

$$\nabla^2 u(r, \theta) = 0$$

套用结论，轴对称问题的拉普拉斯方程在自然边界条件约束下的形式解为：

$$u(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_l r^l + B_l r^{-(l+1)} \right) P_l(\cos \theta)$$

由自然边界条件，球心 $r = 0$ 处场量不应发散：

$$\left| u(r, \theta) \right| \Big|_{r=0} < +\infty$$

因此 $-r^{(l+1)}$ 项必须舍弃，即：

$$B_l = 0, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

于是：

$$u(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l r^l P_l(\cos \theta)$$

考虑边界条件 $u \Big|_{r=r_0} = \sin^2 \theta = 1 - \cos^2 \theta$ ，注意到：

$$\begin{cases} P_0(\cos \theta) = 1 \\ P_1(\cos \theta) = \cos \theta \\ P_2(\cos \theta) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \end{cases} \implies 1 - \cos^2 \theta = \frac{2}{3} [P_0(\cos \theta) - P_2(\cos \theta)]$$

因此：

$$\sum_{l=0}^{\infty} A_l r_0^l P_l(\cos \theta) = \frac{2}{3} [P_0(\cos \theta) - P_2(\cos \theta)]$$

把边界条件整理成各阶勒让德多项式的线性叠加的形式：

$$\left(A_0 - \frac{2}{3}\right) P_0(\cos \theta) + A_1 r_0 P_1(\cos \theta) + \left(A_2 r_0^2 + \frac{2}{3}\right) P_2(\cos \theta) + \sum_{l=3}^{\infty} A_l r_0^l P_l(\cos \theta) = 0$$

由各阶勒让德多项式的正交性，它们的线性叠加为零，当且仅当所有线性叠加系数为零，即：

$$A_0 - \frac{2}{3} = 0, A_1 = 0, A_2 r_0^2 + \frac{2}{3} = 0, A_3 = A_4 = \dots = 0$$

即：

$$A_0 = \frac{2}{3}, A_1 = 0, A_2 = -\frac{2}{3r_0^2}, A_3 = A_4 = \dots = 0$$

于是：

$$\begin{aligned} u(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} A_l r^l P_l(\cos \theta) \\ &= \frac{2}{3} - \frac{2}{3r_0^2} r^2 P_2(\cos \theta) \\ &= \frac{2}{3} - \frac{r^2}{3r_0^2} (3 \cos^2 \theta - 1) \end{aligned}$$

例3

在均匀电场 \vec{E}_0 中放一半径为 a 的接地导体球，求球外电势、电场、导体球表面面电荷密度分布。

以球心 O 为坐标原点，选取 \vec{E}_0 方向为 z 轴正方向，则电势 u 关于 z 轴轴对称。

球外无自由电荷，于是球外电势分布 $u(\vec{r})$ 满足拉普拉斯方程：

$$\nabla^2 u(\vec{r}) = 0, \quad r > a$$

特别地，这里电势 u 关于 z 轴对称， u 与 φ 无关，拉普拉斯方程可简化为：

$$\nabla^2 u(r, \theta) = 0, \quad r > a$$

导体球接地，得到一个边界条件：

$$u(r, \theta) \Big|_{r=a} = 0$$

由电势的叠加原理，实际电势 $u(r, \theta)$ 是导体球面上的感应电荷产生的电势和匀强电场 \vec{E}_0 导致的电势的代数和。把感应电荷在无穷远处产生的电势设为零，则当 $r \rightarrow +\infty$ ，电势只由匀强电场贡献。设匀强电场单独存在时在坐标原点产生的电势为 u_0 ，则：

$$u_0 - u(r, \theta) = E_0 r \cos \theta, \quad r \rightarrow +\infty$$

定解问题为：

$$\begin{cases} \nabla^2 u(r, \theta) = 0 \\ u(r, \theta) \Big|_{r=a} = 0 \\ u(r, \theta) = u_0 - E_0 r \cos \theta, \quad r \rightarrow +\infty \end{cases}$$

套用结论，轴对称问题的拉普拉斯方程在自然边界条件约束下的形式解为：

$$u(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_l r^l + B_l r^{-(l+1)} \right) P_l(\cos \theta)$$

考虑边界条件 $u(r, \theta) \Big|_{r \rightarrow +\infty} = u_0 - E_0 r \cos \theta$ ，当 $r \rightarrow +\infty$ ，有 $r^{-(l+1)} \rightarrow 0$ ，于是：

$$\begin{aligned} u_0 - E_0 r \cos \theta &= \sum_{l=0}^{\infty} A_l r^l P_l(\cos \theta) \\ &= A_0 + A_1 r \cos \theta + \cdots \end{aligned}$$

左右两边都看作关于 r 的多项式，对比系数得：

$$A_0 = u_0, \quad A_1 = -E_0, \quad A_2 = A_3 = \cdots = 0$$

于是形式解可写为：

$$\begin{aligned} u(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_l r^l + B_l r^{-(l+1)} \right) P_l(\cos \theta) \\ &= u_0 - E_0 r \cos \theta + \sum_{l=0}^{\infty} B_l r^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) \end{aligned}$$

再考虑边界条件 $u(r, \theta) \Big|_{r=a} = 0$ ，将形式解代入边界条件，得：

$$u_0 - E_0 a \cos \theta + \sum_{l=0}^{\infty} B_l a^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) = 0$$

即：

$$u_0 P_0(\cos \theta) - E_0 a P_1(\cos \theta) + \sum_{l=0}^{\infty} B_l a^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) = 0$$

整理成各阶勒让德多项式的线性叠加的形式：

$$(u_0 + B_0 a^{-1}) P_0(\cos \theta) + (-E_0 a + B_1 a^{-2}) P_1(\cos \theta) + \sum_{l=2}^{\infty} B_l a^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) = 0$$

由各阶勒让德多项式的正交性，它们的线性叠加为零，当且仅当所有线性叠加系数为零，即：

$$B_0 = -a u_0, \quad B_1 = a^3 E_0, \quad B_2 = B_3 = \cdots = 0$$

综上，导体球外电势分布为：

$$\begin{aligned}
 u(r, \theta) &= u_0 - E_0 r \cos \theta + \sum_{l=0}^{\infty} B_l r^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) \\
 &= u_0 - E_0 r \cos \theta - \frac{u_0 a}{r} + E_0 a^3 \frac{\cos \theta}{r^2}, \quad r \geq a
 \end{aligned}$$

其中, u_0 为匀强电场单独存在时在坐标原点产生的电势。

取 $u_0 = 0$, 则导体球外电势分布为:

$$u(r, \theta) = -E_0 r \cos \theta + E_0 a^3 \frac{\cos \theta}{r^2}, \quad r \geq a$$

球外电场与电势的关系为:

$$\begin{aligned}
 \vec{E}(\vec{r}) &= -\nabla u(\vec{r}) \\
 &= -\left[\frac{\partial u}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi \right] \\
 &= E_0 \cos \theta \left(1 + \frac{2a^3}{r^3} \right) \vec{e}_r + E_0 \sin \theta \left(\frac{a^3}{r^3} - 1 \right) \vec{e}_\theta, \quad r \geq a
 \end{aligned}$$

导体表面电场为:

$$\vec{E}(\vec{r}) \Big|_{r=a} = 3E_0 \cos \theta \vec{e}_r$$

利用高斯定理, 导体球表面面电荷密度分布为:

$$\sigma(\vec{r}) \Big|_{r=a} = \varepsilon_0 \vec{E}(\vec{r}) \Big|_{r=a} \cdot \vec{e}_r = 3\varepsilon_0 E_0 \cos \theta$$

例4

半径为 a 的导体球接地, 在距球心为 b 的地方放置一点电荷, $b > a$, 电荷量为 q , 求导体球外的电势分布。

选取 z 轴使得点电荷的位矢为 $b\vec{e}_z$, 则球外电势 u 具有 z 轴对称性, 即 $u = u(r, \theta)$

点电荷会在接地导体球表面激发出感应电荷。根据电势叠加原理, 导体球外的电势 u 是感应电荷单独存在时产生的电势 u_r 与点电荷单独存在时的电势 u_q 之和:

$$u = u_r + u_q$$

考虑点电荷单独存在时在球外产生的电势 u_q , 由余弦定理, 场点 \vec{r} 到点电荷 q 的距离 r' 满足:

$$r' = \sqrt{b^2 + r^2 - 2br \cos \theta}$$

点电荷 q 在 \vec{r} 处产生的电势 u_q 满足:

$$\begin{aligned}
 u_q &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{r'} \\
 &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q}{\sqrt{b^2 + r^2 - 2br \cos \theta}} \\
 &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 b} \frac{q}{\sqrt{1 + (r/b)^2 - 2(r/b) \cos \theta}}, \quad r > a
 \end{aligned}$$

根据勒让德多项式的母函数的相关知识,

$$\frac{1}{\sqrt{1 + (r/b)^2 - 2(r/b) \cos \theta}} = \begin{cases} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \left(\frac{r}{b}\right)^l, & r/b < 1, \quad r < b \\ \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \left(\frac{r}{b}\right)^{-(l+1)}, & r/b > 1, \quad r > b \end{cases}$$

因此点电荷产生的电势分布 u_q 可展为：

$$\begin{aligned} u_q &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\sqrt{b^2 + r^2 - 2br \cos \theta}} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 b} \frac{1}{\sqrt{1 + (r/b)^2 - 2(r/b) \cos \theta}} \\ &= \begin{cases} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 b} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \left(\frac{r}{b}\right)^l & , \quad a < r < b \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 b} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \left(\frac{r}{b}\right)^{-(l+1)} & , \quad r > b \end{cases} \end{aligned}$$

再考虑感应电荷单独存在时在球外产生的电势 u_r ，此时球外没有电荷，因此球外的电势分布 u_r 满足拉普拉斯方程：

$$\nabla^2 u_r(r, \theta) = 0, \quad r > a$$

套用结论，轴对称问题的拉普拉斯方程在自然边界条件约束下的形式解为：

$$u_r(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(A_l r^l + B_l r^{-(l+1)} \right) P_l(\cos \theta)$$

在无穷远处，电势 u_r 应趋于零：

$$u_r \Big|_{r \rightarrow +\infty} = 0$$

可得：

$$A_l = 0, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

因此：

$$u_r(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} B_l r^{-(l+1)} P_l(\cos \theta)$$

考虑点电荷和感应电荷产生的总电势 $u(r, \theta)$ ，形式上可写为：

$$\begin{aligned} u(r, \theta) &= u_q(r, \theta) + u_r(r, \theta) \\ &= \begin{cases} \frac{q}{4\pi\epsilon_0 b} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \left(\frac{r}{b}\right)^l + \sum_{l=0}^{\infty} B_l r^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) & , \quad a < r < b \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 b} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \left(\frac{r}{b}\right)^{-(l+1)} + \sum_{l=0}^{\infty} B_l r^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) & , \quad r > b \end{cases} \end{aligned}$$

导体球接地给出边界条件：

$$u(r, \theta) \Big|_{r=a} = 0$$

即：

$$\frac{q}{4\pi\epsilon_0 b} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos \theta) \left(\frac{a}{b}\right)^l + \sum_{l=0}^{\infty} B_l a^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) = 0$$

整理成以 $\cos \theta$ 为自变量的各阶勒让德多项式 $P_l(\cos \theta)$ 的线性叠加的形式：

$$\sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{qa^l}{4\pi\epsilon_0 b^{l+1}} + B_l a^{-(l+1)} \right) P_l(\cos \theta) = 0$$

由各阶勒让德多项式的正交性，可得：

$$\frac{qa^l}{4\pi\epsilon_0 b^{l+1}} + B_l a^{-(l+1)} = 0, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

解得：

$$B_l = -\frac{qa^{2l+1}}{4\pi\epsilon_0 b^{l+1}}, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

因此：

$$\begin{aligned} u_r(r, \theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} B_l r^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) \\ &= -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{a^{2l+1}}{b^{l+1}} r^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) \\ &= -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 a} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{br}{a^2}\right)^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) \end{aligned}$$

注意到, $r > a, b > a$, 于是有：

$$\frac{br}{a^2} > 1, \quad \frac{1}{\sqrt{1 + (br/a^2)^2 - 2(br/a^2)\cos\theta}} = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta) \left(\frac{br}{a^2}\right)^{-(l+1)}, \quad \frac{br}{a^2} > 1$$

ps：注意不到也没事，只不过最终答案可能看起来复杂点。

因此，感应电荷在导体球外产生的电势 $u_r(r, \theta)$ 实际上可写为：

$$\begin{aligned} u_r(r, \theta) &= -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 a} \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{br}{a^2}\right)^{-(l+1)} P_l(\cos \theta) \\ &= -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{\sqrt{1 + (br/a^2)^2 - 2(br/a^2)\cos\theta}}, \quad r > a \end{aligned}$$

最终得到导体球外的电势分布 $u(r, \theta)$ ：

$$\begin{aligned} u(r, \theta) &= u_q(r, \theta) + u_r(r, \theta) \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\sqrt{b^2 + r^2 - 2br\cos\theta}} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{\sqrt{1 + (br/a^2)^2 - 2(br/a^2)\cos\theta}} \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\sqrt{b^2 + r^2 - 2br\cos\theta}} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-aq/b}{\sqrt{(a^2/b)^2 + r^2 - 2(a^2/b)r\cos\theta}} \end{aligned}$$

可以看到，感应电荷在导体球外产生的电势与一个处于 z 轴正半轴距球心 $b' = a^2/b$ 处电荷量为 $Q' = -aq/b$ 的点电荷相同。

第17章 柱函数

贝塞尔函数

在柱坐标系下，亥姆霍兹方程为：

$$\nabla^2 u(\rho, \varphi, z) + k^2 u(\rho, \varphi, z) = 0$$

其中，拉普拉斯算子在柱坐标系下的表达式为：

$$\nabla^2 = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

设 $u(\rho, \varphi, z)$ 可分离变量:

$$u(\rho, \varphi, z) = R(\rho)\Phi(\varphi)Z(z)$$

经过运算, 可以得到:

$\Phi(\varphi)$ 满足:

$$\Phi''(\varphi) + \nu^2 \Phi(\varphi) = 0, \quad \nu \geq 0$$

ps: 这里 $\nu \geq 0$ 是约定好的。

若不限制 φ 的取值范围, 而采用周期性边界条件 $\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$ 可得:

$$\nu = m, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

$Z(z)$ 满足:

$$Z''(z) - \lambda Z(z) = 0$$

$R(\rho)$ 满足:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dR(\rho)}{d\rho} \right) + \left(k^2 + \lambda - \frac{\nu^2}{\rho^2} \right) R(\rho) = 0$$

令 $x = \sqrt{k^2 + \lambda} \rho, (k^2 + \lambda \neq 0), R(\rho) = y(x)$, 则上面方程化为贝塞尔方程:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy}{dx} + \left(1 - \frac{\nu^2}{x^2} \right) y = 0$$

或称为 ν 阶贝塞尔方程。

贝塞尔函数（第一类贝塞尔函数）和诺伊曼函数（第二类贝塞尔函数）

ν 阶贝塞尔函数, 记为 $J_\nu(x)$, 定义为:

$$J_\nu(x) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k + \nu + 1)} \left(\frac{x}{2} \right)^{2k + \nu}$$

ps: 这里的 $\nu \geq 0$

将 ν 替换为 $-\nu$, 就得到 $-\nu$ 阶贝塞尔函数:

$$J_{-\nu}(x) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k - \nu + 1)} \left(\frac{x}{2} \right)^{2k - \nu}$$

对 $J_\nu(x)$ 和 $J_{-\nu}(x)$ 进行如下的线性组合就得到诺伊曼函数 $N_\nu(x)$:

$$N_\nu(x) = \frac{\cos(\nu\pi) J_\nu(x) - J_{-\nu}(x)}{\sin(\nu\pi)}$$

可以看到, 若 ν 为整数 m , 诺伊曼函数是 $0/0$ 型的函数, 此时其定义由洛必达法则给出:

$$\begin{aligned} N_m(x) &\equiv \lim_{\nu \rightarrow m} N_\nu(x) \\ &= \lim_{\nu \rightarrow m} \frac{\frac{\partial J_\nu(x)}{\partial \nu} \cos(\nu\pi) - \pi \sin(\nu\pi) J_\nu(x) - \frac{\partial J_{-\nu}(x)}{\partial \nu}}{\pi \cos \nu\pi} \\ &= \frac{1}{\pi} \left[\frac{\partial J_\nu(x)}{\partial \nu} \Big|_{\nu=m} - (-1)^m \frac{\partial J_{-\nu}(x)}{\partial \nu} \Big|_{\nu=m} \right] \\ &= \text{太复杂了不写了} \end{aligned}$$

其中 $m = 0, 1, 2, \dots$

$J_\nu(x)$ 也称第一类贝塞尔函数, $N_\nu(x)$ 也称第二类贝塞尔函数。

贝塞尔方程的通解

非整数阶贝塞尔方程的通解

(非整数) ν 阶贝塞尔方程

$$\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{x} \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + \left(1 - \frac{\nu^2}{x^2}\right)y = 0, \quad \nu > 0, \quad \nu \text{非整数}$$

的通解为：

$$y(x) = C_1 J_\nu(x) + C_2 J_{-\nu}(x)$$

其中, C_1, C_2 是非零实数, $J_\nu(x)$ 和 $J_{-\nu}(x)$ 分别是 (非整数) ν 阶贝塞尔函数：

$$J_{-\nu}(x) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k - \nu + 1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k-\nu}$$
$$J_\nu(x) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k + \nu + 1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+\nu}$$

整数阶贝塞尔方程的通解

若不限制 φ 的取值范围, 而采用周期性边界条件 $\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$, 可得：

$$\nu = m, \quad m = 0, 1, 2, \cdots$$

此时贝塞尔方程是 (正整数) m 阶贝塞尔方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2y}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{x} \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + \left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right)y = 0, \quad m = 0, 1, 2, \cdots$$

此时, m 阶贝塞尔方程的通解为：

$$y(x) = C_1 J_m(x) + C_2 N_m(x)$$

其中, C_1, C_2 是任意非零常数, $J_m(x)$ 称为 (正整数) m 阶贝塞尔函数, 其定义为：

$$J_m(x) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k + \nu + 1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+\nu} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! (m + k)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2k+\nu}$$

$N_m(x)$ 是 (正整数) m 阶诺伊曼函数, 其表达式就不写了。

整数阶贝塞尔函数的简单性质

$$J_m(-x) = (-1)^m J_m(x)$$

$$J_0(0) = 1$$

$$J_m(0) = 0, \quad m = 1, 2, \cdots$$

$$N_{-m}(x) = (-1)^m N_m(x)$$

贝塞尔函数的递推关系

$$J_{\nu-1}(x) + J_{\nu+1}(x) = \frac{2\nu}{x} J_\nu(x)$$

$$J_{\nu-1}(x) - J_{\nu+1}(x) = 2J'_\nu(x)$$

$$N_{\nu-1}(x) + N_{\nu+1}(x) = \frac{2\nu}{x} N_\nu(x)$$

$$N_{\nu-1}(x) - N_{\nu+1}(x) = 2N'_{\nu}(x)$$

$$J'_0(x) = -J_1(x)$$

柱函数

若函数 $y_{\nu}(x)$ 满足：

$$\begin{cases} y_{\nu-1}(x) + y_{\nu+1}(x) = \frac{2\nu}{x}y_{\nu}(x) \\ y_{\nu-1}(x) - y_{\nu+1}(x) = 2y'_{\nu}(x) \end{cases}$$

或满足与上两式等价的关系：

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} [x^{\nu} y_{\nu}(x)] = x^{\nu} y_{\nu-1}(x) \\ \frac{d}{dx} [x^{-\nu} y_{\nu+1}(x)] = x^{-\nu} y_{\nu+1}(x) \end{cases}$$

则这类函数统称为柱函数。

- 柱函数必定满足贝塞尔方程。

例题

例1

求边缘固定半径为 b 的圆形膜的本征振动频率及本征振动模式。

以圆形膜的圆心为原点建立极坐标，设 $u(\rho, \varphi, t)$ 是 t 时刻 ρ, φ 处质点偏离平衡位置的位移，则 $u(\rho, \varphi, t)$ 满足二维波动方程：

$$u_{tt}(\rho, \varphi, t) - a^2 \nabla_{(2)}^2 u(\rho, \varphi, t) = 0$$

其中， $\nabla_{(2)}^2$ 是二维拉普拉斯算子：

$$\nabla_{(2)}^2 \equiv \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

设 $u(\rho, \varphi, t)$ 可分离变量为：

$$u(\rho, \varphi, t) = U(\rho, \varphi)T(t)$$

代入二维波动方程可得：

$$U(\rho, \varphi)T''(t) - a^2 T(t) \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] U(\rho, \varphi) = 0$$

上式两边同时除以 $U(\rho, \varphi)T(t)$ ，再移项，得：

$$\frac{T''(t)}{T(t)} = \frac{a^2}{U(\rho, \varphi)} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] U(\rho, \varphi)$$

注意到， $\frac{T''(t)}{T(t)}$ 只与 t 有关，而 $\frac{a^2}{U(\rho, \varphi)} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] U(\rho, \varphi)$ 只与 ρ, φ 有关，二者相等，因此二者均等于同一常数 $-\omega^2$ ：

$$\frac{T''(t)}{T(t)} = -\omega^2, \quad \frac{a^2}{U(\rho, \varphi)} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] U(\rho, \varphi) = -\omega^2$$

由于要求本征振动频率和本征振动模式，因此只需要关注空间部分 $U(\rho, \varphi)$ 满足的方程和边界条件。

对上式空间部分 $U(\rho, \varphi)$ 满足的方程等号两边同乘 $\frac{U(\rho, \varphi)}{a^2}$ 并移项，得：

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial U(\rho, \varphi)}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 U(\rho, \varphi)}{\partial \varphi^2} + \frac{\omega^2}{a^2} U(\rho, \varphi) = 0$$

令：

$$k \equiv \frac{\omega}{a}, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{a^2}$$

则 $U(\rho, \varphi)$ 满足的方程为：

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial U(\rho, \varphi)}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 U(\rho, \varphi)}{\partial \varphi^2} + k^2 U(\rho, \varphi) = 0$$

由于圆形膜边界固定，因此得到一个边界条件：

$$U(\rho, \varphi) \Big|_{\rho=b} = 0$$

且圆心处质点偏离平衡位置的位移应有限，因此得到一个自然边界条件：

$$|U(\rho, \varphi)| \Big|_{\rho=0} < +\infty$$

再结合 φ 作为角度这一物理量应使得 $U(\rho, \varphi)$ 满足周期性边界条件：

$$U(\rho, \varphi + 2\pi) = U(\rho, \varphi)$$

综上，空间部分 $U(\rho, \varphi)$ 要满足的所有条件为：

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial U(\rho, \varphi)}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 U(\rho, \varphi)}{\partial \varphi^2} + k^2 U(\rho, \varphi) = 0 \\ U(\rho, \varphi) \Big|_{\rho=b} = 0 \\ |U(\rho, \varphi)| \Big|_{\rho=0} < +\infty \\ U(\rho, \varphi + 2\pi) = U(\rho, \varphi) \end{cases}$$

设 $U(\rho, \varphi)$ 可分离变量为：

$$U(\rho, \varphi) = R(\rho)\Phi(\varphi)$$

代入空间部分 $U(\rho, \varphi)$ 要满足的方程，得：

$$\frac{\Phi(\varphi)}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dR(\rho)}{d\rho} \right) + \frac{R(\rho)}{\rho^2} \frac{d^2 \Phi(\varphi)}{d\varphi^2} + k^2 R(\rho)\Phi(\varphi) = 0$$

上式等号两边同乘 $\frac{\rho^2}{R(\rho)\Phi(\varphi)}$ ，整理得：

$$\frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{d^2 \Phi(\varphi)}{d\varphi^2} = - \left[\frac{\rho}{R(\rho)} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dR(\rho)}{d\rho} \right) + k^2 \rho^2 \right]$$

上式等号左边只与 φ 有关，等号右边只与 ρ 有关，因此二者均等于一个常数 $-m^2$ ：

$$\frac{1}{\Phi(\varphi)} \frac{d^2 \Phi(\varphi)}{d\varphi^2} = - \left[\frac{\rho}{R(\rho)} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dR(\rho)}{d\rho} \right) + k^2 \rho^2 \right] = -m^2$$

因此，角度部分满足方程：

$$\Phi''(\varphi) + m^2 \Phi(\varphi) = 0$$

周期性边界条件：

$$U(\rho, \varphi + 2\pi) = U(\rho, \varphi) \implies R(\rho)\Phi(\varphi + 2\pi) = R(\rho)\Phi(\varphi) \implies \Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$$

$$\begin{cases} \Phi''(\varphi) + m^2\Phi(\varphi) = 0 \\ \Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi) \end{cases}$$

从

$$\Phi''(\varphi) + m^2\Phi(\varphi) = 0$$

可以解得：

$$\Phi(\varphi) = A \cos(m\varphi) + B \sin(m\varphi)$$

结合周期性边界条件

$$\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi)$$

可得：

$$m = 0, 1, 2, \dots$$

径向部分 $R(\rho)$ 满足：

$$-\left[\frac{\rho}{R(\rho)} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho} \left(\rho \frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right) + k^2 \rho^2\right] = -m^2$$

可以整理成：

$$\frac{1}{\rho} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho} \left(\rho \frac{\mathrm{d}R(\rho)}{\mathrm{d}\rho}\right) + \left(k^2 - \frac{m^2}{\rho^2}\right) R(\rho) = 0$$

令 $x = k\rho, \rho = x/k, R(\rho)\Big|_{\rho=x/k} = R(x/k) \equiv y(x)$, 则上面可方程化为 m 阶贝塞尔方程：

$$\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{x} \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + \left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right) y = 0$$

$$U(\rho, \varphi)\Big|_{\rho=b} = 0 \implies R(\rho)\Phi(\varphi)\Big|_{\rho=b} = 0 \implies R(\rho)\Big|_{\rho=b} = 0$$

$$|U(\rho, \varphi)|\Big|_{\rho=0} < +\infty \implies |R(\rho)\Phi(\varphi)|\Big|_{\rho=0} < +\infty \implies |R(\rho)|\Big|_{\rho=0} < +\infty$$

$$\begin{cases} \frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{x} \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + \left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right) y = 0 \\ y(x) \equiv R(\rho)\Big|_{\rho=x/k} = R(x/k), \quad R(\rho) = y(x)\Big|_{x=k\rho} = y(k\rho) \\ R(\rho)\Big|_{\rho=b} = 0 \\ |R(\rho)|\Big|_{\rho=0} < +\infty \end{cases}$$

对于 m 阶贝塞尔方程

$$\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{x} \frac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} + \left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right) y = 0$$

其通解为：

$$y^{(m)}(x) = C_m J_m(x) + D_m N_m(x)$$

考虑自然边界条件 $|R(\rho)| \Big|_{\rho=0} < +\infty$, 可得:

$$D_m = 0$$

因此:

$$y^{(m)}(x) = C_m J_m(x)$$

对上面等式两边同取附加条件:

$$y^{(m)}(x) \Big|_{x=k\rho} = C_m J_m(x) \Big|_{x=k\rho}$$

结合 $x = k\rho, R(\rho) = y(x) \Big|_{x=k\rho} = y(k\rho)$ 可得:

$$R^{(m)}(\rho) = C_m J_m(k\rho)$$

设 m 阶贝塞尔函数 $J_m(x)$ 的第 n 个正零点为 $x_n^{(m)}$, 即:

$$J_m(x_n^{(m)}) = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, \dots$$

结合边界条件 $R(\rho) \Big|_{\rho=b} = 0$, 即:

$$C_m J_m(kb) = 0$$

因此 k 的本征值 $k_n^{(m)}$ 为:

$$k_n^{(m)} = \frac{x_n^{(m)}}{b}, \quad m = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, \dots$$

相应的本征振动模式 $R_n^{(m)}(\rho)$ 为:

$$R_n^{(m)}(\rho) = J_m(k_n^{(m)}\rho) = J_m\left(\frac{x_n^{(m)}}{b}\rho\right), \quad m = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, \dots$$

再根据 $k \equiv \omega/a$, 得到 ω 的本征值, 即圆形膜的本征频率 $\omega_n^{(m)}$ 为:

$$\omega_n^{(m)} = ak_n^{(m)} = \frac{x_n^{(m)}}{b} \cdot a, \quad m = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, \dots$$

综上所述, 边缘固定半径为 b 的圆形膜的本征振动频率 $\omega_n^{(m)}$ 及本征振动模式 $R_n^{(m)}(\rho)$ 为:

$$\omega_n^{(m)} = \frac{x_n^{(m)}}{b} \cdot a, \quad m = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, \dots$$

$$R_n^{(m)}(\rho) = J_m\left(\frac{x_n^{(m)}}{b}\rho\right), \quad m = 0, 1, 2, \dots; \quad n = 1, 2, \dots$$

其中, $x_n^{(m)}$ 是 m 阶贝塞尔函数 $J_m(x)$ 的第 n 个正零点。

第18章 格林函数法

第19章 其他方程求解

第20章 非线性数学物理方程初步

第21章 泛函的变分

第22章 变分原理