第三章 波动方程的初值问题与行波法

3.1 一维波动方程的初值问题

3.1.1 无界弦无强迫振动的初值问题

问题描述 $\begin{cases} u_{tt} = a^2 u_{xx} \\ u(x,0) = \phi(x)_{初始位移} \quad u_t(x,0) = \psi(x)_{初始速度} \end{cases}$ $a = \sqrt{\frac{\rho}{T}}$

在弦的微小振动中，研究其中**一小段**，那么在不太长的时间里，两端的影响都来不及传到，可以认为两端都不存在，弦是**无限长**的。弦的振动是**自由振动**（无外力强迫）。

大气的运动形式就是以波动的形式进行的。

求解思路 **从通解到特解**

泛定方程的通解计算 由泛定方程$u_{tt} = a^2 u_{xx}$可得其**特征方程**为$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 - a^2 = 0$，**特征线**满足$\frac{dx}{dt} = \pm a$

特征线为$\begin{cases} x + at = c_1 \\ x - at = c_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \xi = x + at \\ \eta = x - at \end{cases}$ 可以得到**标准型**：$u_{\xi\eta} = 0$

两边依次关于ξ,η积分，可得通解：$u(\xi,\eta) = \int f(\xi)d\xi + G(\eta) = F(\xi) + G(\eta)$

代回原变量，得**泛定方程通解**$\Rightarrow$ $\boldsymbol{u(x,t) = F(x+at) + G(x-at)}$

定解问题得特解——达朗贝尔公式

推导 利用**初始条件**来确定通解中的任意函数F和G：$\begin{cases} u(x,0) = F(x) + G(x) = \phi(x) \\ u_t(x,0) = a[F'(x) - G'(x)] = \psi(x) \end{cases}$

将导数移去：$\frac{1}{a}\psi(x) = F'(x) - G'(x)$ 在x轴上，**任取一个点x_0,再取一个x**,在区间$[x_0,x]$上积分,则

$\int_{x_0}^{x} \frac{1}{a}\psi(\xi)d\xi = \int_{x_0}^{x} F'(\xi)d\xi - \int_{x_0}^{x} G'(\xi)d\xi$ ξ为任取的一个变量（避免与积分上限 x 重复）

$\int_{x_0}^{x} \frac{1}{a}\psi(\xi)d\xi = \int_{x_0}^{x} dF(\xi) - \int_{x_0}^{x} dG(\xi) = F(x) - G(x) - c$ $\Rightarrow$ $F(x) - G(x) = \frac{1}{a}\int_{x_0}^{x}\psi(\xi)d\xi + c$

再**融合第一个关系** $F(x) = \frac{1}{2}\phi(x) + \frac{1}{2a}\int_{x_0}^{x}\psi(\xi)d\xi + \frac{c}{2}$ $G(x) = \frac{1}{2}\phi(x) - \frac{1}{2a}\int_{x_0}^{x}\psi(\xi)d\xi - \frac{c}{2}$

特解 $\boldsymbol{u(x,t) = \frac{1}{2}[\phi(x+at) + \phi(x-at)] + \frac{1}{2a}\int_{x-at}^{x+at}\psi(\xi)d\xi}$ 称其为**达朗贝尔公式**

位移贡献项 **速度贡献项** 并称其为无界弦的自由振动问题的达朗贝尔解

行波法 **使用条件**：双曲型方程

特征方程与特征根：$\lambda^2 - a^2 = 0 \to \lambda = \pm a$

变量替换：$\begin{cases} \xi = x + at \\ \eta = x - at \end{cases}$ **解方程**：$u_{\xi\eta} = 0 \to u = F(x+at) + G(x-at)$

利用初始条件解F,G： $u(x,t) = \frac{1}{2}[\phi(x+at) + \phi(x-at)] + \frac{1}{2a}\int_{x-at}^{x+at}\psi(\xi)d\xi$

例题 1. 求解初值问题：$\begin{cases} u_{tt} = a^2 u_{xx} \\ u(x,0) = \cos x \quad u_t(x,0) = 6 \end{cases}$

此时$\phi(x) = \cos x, \psi(x) = 6$ 故有公式：$u(x,t) = \frac{1}{2}[\cos(x+at) + \cos(x-at)] + \frac{1}{2a}\int_{x-at}^{x+at} 6d\xi$

$u(x,t) = \cos x\cos at + 6t$

2. 求解初值问题：$\begin{cases} u_{tt}+4u_{xy}-5u_{yy}=0 \\ u(x,0)=5x^2 \quad u_t(x,0)=0 \end{cases}$

可以得到特征方程为$\left(\frac{dy}{dx}\right)^2-4\frac{dy}{dx}-5=0$ 即特征线满足方程$\frac{dx}{dt}=-1,\frac{dx}{dt}=5$

有 $\begin{cases} 5x-y=c_1 \\ x+y=c_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \xi=5x-y \\ \eta=x+y \end{cases}$ 原方程化为$u_{\xi\eta}=0$ 通解为$u(x,y)=F(5x-y)+G(x+y)$

利用初始条件可得 $F(5x)+G(x)=5x,-F'(5x)+G'(x)=0$　　即 $-\frac{1}{5}F(5x)+G(x)=c$

故有$F(x)=\frac{1}{6}x^2-\frac{5}{6}c,\ G(x)=\frac{5}{6}x^2+\frac{5}{6}c$　可得特解为$u(x,y)=\frac{1}{6}(5x-y)^2+\frac{5}{6}(x+y)^2=5x^2+y^2$

3. 求解有阻尼的波动方程初值问题$\begin{cases} u_{tt}=a^2u_{xx}-2ku_t-k^2u \\ u(x,0)=\varphi(x) \quad u_t(x,0)=\psi(x) \end{cases}$

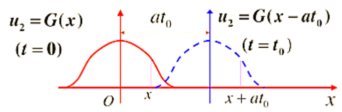
泛定方程含有阻尼项，不能直接使用达朗贝尔公式。但可以**将阻尼作用表示为其解中一个随时间成指数衰减的因子**。即令$u(x,t)=e^{-\alpha t}v(x,t)$ $\alpha>0$为待定系数，于是有$u_t=e^{-\alpha t}(v_t-\alpha v)$，
$u_{tt}=e^{-\alpha t}(v_{tt}-2\alpha v_t+\alpha^2 v)$　$u_{xx}=e^{-\alpha t}v_{xx}$. 代入泛定方程得：
$v_{tt}=a^2v_{xx}-2(k-\alpha)v_t-(k^2-2k\alpha+\alpha^2)v$ 取$\alpha=k$，则原定解问题可以化为

$\begin{cases} v_{tt}=a^2v_{xx} \\ v(x,0)=\varphi(x) \quad v_t(x,0)=\frac{d}{dt}[e^{kt}u(x,t)]_{t=0}=k\varphi(x)+\psi(x) \end{cases}$ 由公式可得

$v(x,t)=\frac{1}{2}[\varphi(x+at)+\varphi(x-at)]+\frac{1}{2a}\int_{x-at}^{x+at}[k\varphi(\xi)+\psi(\xi)]d\xi$ 从而原问题得解为：

$u(x,t)=\frac{1}{2e^{kt}}[\varphi(x+at)+\varphi(x-at)]+\frac{1}{2ae^{kt}}\int_{x-at}^{x+at}[k\varphi(\xi)+\psi(\xi)]d\xi$

3.1.2 波的传播-解的物理意义

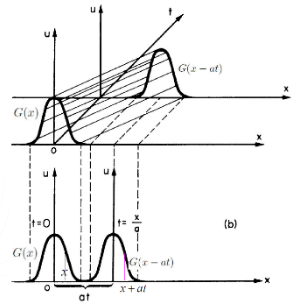


3.1.2.1 行波解

右行波　对于方程$u(x,t)=G(x-at)$ 当$t=0$时，呈现$G(x)$，当$t>0$时，x对应的质点向右移动的距离为$x+at$。立体的柱状曲面就是$G(x-at)$的表达式。

考察$G(x-at)$在位置$x+at$处的形状变化：任取x_0，有$G(x_0)$，任意时刻$t>0$，该位置移动距离为at，到达$x_1=x_0+at$处，考察该点对应值$G(x_0+at-at)=G(x_0)$ 表明时刻$t=t_0$的波形相对于初始时刻波形向右平移距离at_0。随着时间推移，波形继续以速度a向右移动，**形状保持不变**。

a为波移动的速度。形如$u(x,t)=$ **$G(x-at)$**的解所描述的弦振动规律称为**右行波**



左行波　类似的，形如$u(x,t)=$ **$F(x+at)$**的解，保持波形$F(x)$以速度 a 向左移动，称为左行波

行波解　达朗贝尔解$\frac{1}{2}\phi(x\pm at)+\frac{1}{2a}\Psi(x\pm at)$的物理意义。这种构造解的方法称为行波法。

注意　行波法基于波动的特点，引入了坐标变换简化方程。
其易于理解，求解波动方程方便；但通解不易求，有局限性。

3.1.2.2 特征线与求解有关的区域

特征线　在$t-x$平面上，下列直线称为特征线 $t=-\frac{x}{a}+\frac{x_0}{a}$ 和 $t=\frac{x}{a}-\frac{x_0}{a}$　在特征线上，u保持不变