

式中, ω_j 是谐振频率, B_j 为第 j 个谐振的强度, 式(1.2.6)中的求和号包含了所有对相关的频率范围有贡献的介质谐振频率。对于光纤而言, B_j 和 ω_j 与纤芯成分有关^[67], 实验上可通过取 $m=3$ 的式(1.2.6)与测得的色散曲线^[73]拟合得到。对于块体熔融石英玻璃, 这些参量为^[74]: $B_1=0.696\ 166\ 3$, $B_2=0.407\ 942\ 6$, $B_3=0.897\ 479\ 4$, $\lambda_1=0.068\ 404\ 3\ \mu\text{m}$, $\lambda_2=0.1\ 162\ 414\ \mu\text{m}$, $\lambda_3=9.896\ 161\ \mu\text{m}$, 这里 $\lambda_j=2\pi c/\omega_j$, c 为真空中的光速。图 1.4 给出了熔融石英的折射率 n 随波长的变化关系, 在可见光区, n 大约为 1.46, 但在 $1.5\ \mu\text{m}$ 波长附近此值将减小 1%。

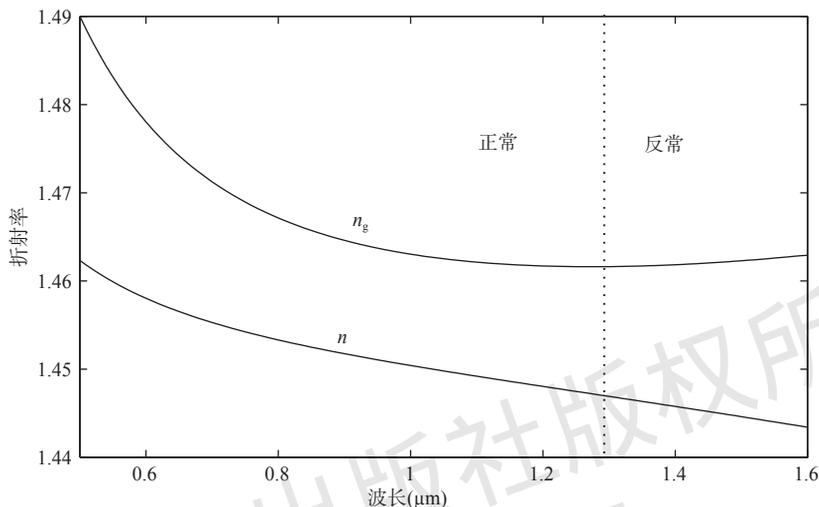


图 1.4 熔融石英的折射率 n 和群折射率 n_g 随波长的变化

由于光脉冲不同的频谱分量以不同的速度 $c/n(\omega)$ 传输, 因而光纤色散在短光脉冲的传输中起关键作用, 甚至当非线性效应不很严重时, 色散感应的脉冲展宽对光通信系统也是有害的。正如后面章节所讨论的, 在非线性区域, 色散和非线性的结合将导致性质不同的结果。从数学意义上讲, 光纤的色散效应是通过在脉冲频谱的中心频率 ω_0 附近将模传输常数 β 展开成泰勒级数来解释的,

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.2.7)$$

式中,

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega = \omega_0} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2.8)$$

参量 β_1 和 β_2 与折射率 $n(\omega)$ 有关, 它们的关系可由下式得到:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (1.2.9)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (1.2.10)$$

式中, n_g 是群折射率, v_g 是群速度。图 1.4 给出了熔融石英的群折射率 n_g 随波长的变化关系, 利用 $v_g = c/n_g$ 可以得到群速度。从物理意义上讲, 光脉冲包络以群速度移动, 而参量 β_2 表示群速度的色散, 它是造成脉冲展宽的原因, 这一现象称为群速度色散 (group-velocity dispersion, GVD), β_2 为群速度色散参量。实际情况下还常用到色散参量 $D = d\beta_1/d\lambda$, 它和 β_2 及 n 的