Chap1

斯涅耳定律$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$，光密→光疏时**全反射角**$i_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1}, n_2 < n_1$

光纤中光传播规律$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{n}{n_0^2 \cos^2 \theta_0} \frac{dn}{dr} = \frac{1}{2n_0^2 \cos^2 \theta_0} \frac{dn^2}{dr}$，其中$r$–到光纤轴的距离，$z$–沿轴传播的距离，$\theta$–与轴夹角，带有下标0 为初始条件

三棱镜色散最小偏向角条件$n = \frac{\sin \frac{\alpha + \delta_{\min}}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$，其中$\alpha$–顶角

辐射能通量$\Psi = \int_0^{+\infty} \psi(\lambda) d\lambda$；**视见函数**$V(\lambda) = \frac{\Psi_{555}}{\Psi_\lambda}$，**光通量**$\Phi = K_{\max} \int_0^{+\infty} V(\lambda)\psi(\lambda) d\lambda$，单位流明$lm$，其中$K_{\max} = 683 lm/W$

发光强度：沿某一方向单位立体角内发出的光通量，对点光源以$\boldsymbol{r}$ 为轴的立体角元$d\Omega$，$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$，单位坎德拉$cd = lm/sr$

亮度：沿某一方向单位投影面积的发光强度，对面光源上面元dS沿$\boldsymbol{r}$方向立体角Ω，$B = \frac{dI}{dS^*} = \frac{dI}{dS \cos \theta}$，单位$lm/(m^2 \cdot sr) = 10^{-4} lm/(cm^2 \cdot sr) = 10^{-4}$熙提$sb$，其中$\theta$– 面元法向量与$\boldsymbol{r}$ 夹角

朗伯发光体：$I \propto \cos \theta \Longrightarrow B = constant$

照度：照射在单位面积上的光通量$E = \frac{d\Phi'}{dS'}$，单位勒克斯$lx = lm/m^2$或辐透$ph = lm/cm^2$，将Φ换为Ψ则得**辐射照度**

发光强度为I的**点光源**照到距离为r的dS'上，$E = \frac{I \cos \theta'}{r^2}$

面光源dS（法线n）照到距离为r的dS'（法线n'）上，$E = \iint_{\text{光源表面}S} \frac{B dS \cos \theta \cos \theta'}{r^2}$

Chap2

虚光程：虚物（像）到透镜的光程$= -$物（像）方折射率×|虚物（像）到透镜的距离|

折射球面**齐明点**$\overline{QC} = \frac{n'}{n} r, \overline{Q'C} = \frac{n}{n'} r$，其中$C$球心，$C, Q, Q'$共线，做球面上任一点$M$，延长$QC$交球面于$A$，则$\frac{\sin \angle MQC}{\sin \angle MQ'C} = \frac{\overline{AQ'}}{QA}$

傍轴光线在**单球面上的折射**$\frac{n'}{s'} + \frac{n}{s} = \frac{n'-n}{r}$，$s$–物距，$s'$–像距，$n$–物方折射率，$n'$–像方折射率，$r$–球面曲率半径，物、像方焦距$f = \frac{nr}{n'-n}, f' = \frac{n'}{n'-n}$，从而$\frac{f'}{s'} + \frac{f}{s} = 1$，法则（入射光左→右）：

I 物在顶点之左（实物），则$s > 0$

II 像在顶点之右（实像），则$s' < 0$

II' （反射）像在顶点之左（实像），则$s' > 0$，$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = -\frac{2}{r}$或$f = -\frac{r}{2}$

III 球心在顶点之右（凸球面），则$r > 0$

横向放大率$V = \frac{y'}{y} = -\frac{ns'}{n's}$，其中$y$–物高，$y'$–像高；（反射）$V = -\frac{s'}{s}$

IV 像在光轴上方，$y > 0$

拉格朗日-亥姆霍兹定理：$ynu = y'n'u'$，其中u-光线对于光轴的倾角

V 从光轴逆时针转到光线为小角时，$u > 0$

薄透镜成像（高斯形式）$\frac{f'}{s} + \frac{f}{s} = 1$，若$f = f'$，则$\frac{1}{s'} + \frac{1}{s} = \frac{1}{f}$；其中焦距$f = \frac{n}{\frac{n_L - n}{r_1} + \frac{n' - n_L}{r_2}}, f' = \frac{n'}{\frac{n_L - n}{r_1} + \frac{n' - n_L}{r_2}}$，其中$n_L$–透镜折射率，$r_1, r_2$–物、像方曲率半径，当$n = n' = 1$，磨镜者公式$f = f' = \frac{1}{(n_L - 1)(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2})}$

薄透镜成像（牛顿形式）$xx' = ff'$，其中x, x'–从焦点算起的物、像距

VI 当物在F之左，则$x > 0$

VII 当像在F'之右，则$x' > 0$

横向放大率$V = -\frac{ns'}{n's} = -\frac{fs'}{f's} = -\frac{f}{x} = -\frac{x'}{f'}$

密接透镜组光焦度直接相加$P = P_1 + P_2$，其中$P_{(1)/(2)} = \frac{1}{f_{(1)(2)}}$，单位屈光度$D = m^{-1}$，眼镜度数=屈光度×100

作图法：

1 当$n = n'$，通过光心O光线方向不变

2 通过$F(F')$光线，经透镜后（前）平行于光轴

3 通过物（像）方焦面上一点P的光线，经透镜前（后）和OP平行

主点和主面：$V = 1$，对薄透镜，物、像方主点（面）重合，作图时主面之间光线一律平行光轴

I' 物或F在H之左，则$s(f) > 0$

II' 像或F'在H之右，则$s'(f') > 0$

角放大率$W = \frac{\tan u'}{\tan u} = -\frac{s}{s'}$；$VW = \frac{f}{f'}$；亥姆霍兹公式$yn \tan u = y'n' \tan u'$，拉格朗日-亥姆霍兹定理在非傍轴条件下的推广

理想光具组联合$f = -\frac{f_1 f_2}{\Delta}, f' = -\frac{f_1' f_2'}{\Delta}, X_H = f_1 \frac{\Delta + f_1' + f_2}{\Delta} = f_1 \frac{d}{\Delta}, X_{H'} = f_2' \frac{\Delta + f_1' + f_2}{\Delta} = f_2' \frac{d}{\Delta}$，其中$\Delta$–前一透镜像方焦点和后一透镜物方焦点间距，$d$–两透镜间距

VII F_2在F_1'之右，则$\Delta > 0$

IX H_2在H_1'之右，则$d > 0$

X H在H_1之左，则$X_H > 0$；H'在H_2'之右，则$X_{H'} > 0$

照相机：$s \to +\infty, s' \approx f'$，光阑越小，则曝光时间越长，景深越大；$\frac{\delta x'}{\delta x} = -\frac{f^2}{x^2}$，从而给定$f$，$x$越小，景深越小

眼睛：通过调节晶状体曲率实现调焦成像，物、像方焦距不等；睫状肌完全松弛和最紧张时清晰成像的点–远点和近点；成像大小与物的视角w成正比；最舒适的物距–明视距离$s_0 = 25cm$

放大镜和目镜：焦距很小；物体视角最大值$w = \frac{y}{s_0}$；放大镜紧贴眼镜，物体放在放大镜焦点内一个小范围内，$0 \geq x \geq -\frac{f^2}{s_0 + f}$，$\because f \ll s_0$，$\therefore |x| \ll f$，物对光心所张视角即为像对眼所张视角$w' = \frac{y}{f}$；视角放大率$M = \frac{w'}{w} = \frac{s_0}{f}$

显微镜：物镜焦距很小，目镜即为放大镜；视角放大率$M = \frac{w'}{w} = \frac{y_1/f_E}{y/s_0} = \frac{y_1}{y} \frac{s_0}{f_E} = V_O M_E$，其中$y_1$–物镜成像高，$f_E$ 目镜焦距，$V_0 = \frac{y_1}{y}$–物镜横向放大率，$M_E = \frac{s_0}{f_E}$–目镜视角放大率；$V_O = -\frac{\Delta}{f_O}$，其中$\Delta$–$F_O'$ 与F_E间距即光学筒长，f_O–物镜焦距，从而$M = -\frac{s_0}{f_O} \frac{\Delta}{f_E}$

望远镜：物镜焦距较大，F_O'和F_E几乎重合；视角放大率$M = \frac{w'}{w} = \frac{y_1/f_E}{-y_1/f_O} = -\frac{f_O}{f_E}$（倒像）

棱镜光谱仪：点光源发射光线先经过准直管成为平行光线，被三棱镜色散后相同波长的光线仍为平行光，经过望远物镜汇聚成一点；焦色散本领$D=\frac{d\delta}{d\lambda}$；由于三棱镜厚度，谱线弯曲，在最小偏向角条件下，弯曲最小，此时$D=\frac{d\delta_{min}}{d\lambda}=\frac{d\delta_{min}}{dn}\frac{dn}{d\lambda}=(\frac{dn}{d\delta_{min}})^{-1}\frac{dn}{d\lambda}=\frac{2\sin\frac{\alpha}{2}}{\cos\frac{\alpha+\delta_{min}}{2}}\frac{dn}{d\lambda}$

（对轴上物点）孔径光阑–对光束孔径限制最多的光阑，**入（出）射孔径角**u_0,u_0'–被孔径光阑限制的边缘光线与物（像）方光轴夹角，**入（出）射光瞳**– 孔径光阑在物（像）方的共轭；对于不同的共轭点，可以有不同的孔径光阑和光瞳

（对于轴外物点）主光线–通过入射光瞳中心O（自然通过出射光瞳中心O'）的光线；随着主光线倾角增大，最终其将被某光阑所先限制，该光阑即**视场光阑**；入（出）射视场角–物（像）方主光线$PO,O'P'$和光轴的倾角w_0,w_0'；视场–物平面上被w_0限制的范围；视场之外物点也可成暗像；**渐晕**–像平面内视场边缘逐渐昏暗，若要消除渐晕，可以使视场光阑与物平面重合；显微镜和望远镜的视场光阑与中间像重合，其相对于目镜的共轭位于像平面上；入（出）射窗–视场光阑在物（像）方的共轭

- **（单色差）球差**–光轴上一物点发出的光线经球面折射后不再交于一点，高度为h的光线焦点与傍轴光线焦点间距δs_h，凸透镜在左为负；可通过配曲法即调节$\frac{r_1}{r_2}$或复合（凸凹）透镜消除某高度的球差

- **彗差**–通过光瞳不同同心圆环的的光线所成像半径和圆心均不同，形成彗星状的光斑；可通过配曲法或复合透镜来消除

- （阿贝正弦条件–消除球差前提下傍轴物点以大孔径光束成像的充要条件$ny\sin u=n'y'\sin u'$）**像散**–当物点远离光轴，出射光束的截面成椭圆，在子午焦线和弧矢焦线两处退化为互相垂直的直线，称散焦线，在两散焦线之间某处截面呈圆形，称最小模糊圆，该处光束最汇聚；通过复杂透镜组消除

- **像场弯曲**–散焦线和最小模糊圆的轨迹为一曲面；通过在透镜前适当位置放置一光阑矫正

- **畸变**–各处放大率不同；远光轴处放大率偏大则枕形畸变，反之桶形畸变；畸变种类与孔径光阑位置有关，光阑置于凸透镜前则桶形，后则枕形

- **（色差）位置（轴向）/放大率（横向）色差**–由于不同波长光折射率不同导致焦距/放大率不同；消色差胶合透镜$P_1=(n_1-1)K_1,P=P_1+P_2=(n_1-1)K_1+(n_2-1)K_2,P_C=(n_1C-1)K_1+(n_{2C}-1)K_2,\boldsymbol{P_F-P_C=(n_{1F}-n_{1C})K_1+(n_{2F}-n_{2C})K_2=0}$，其中$K_1=\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2},K_2=\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_3}$，对于非黏合的透镜组，$P=P_1+P_2-P_1P_2d=(n_1-1)(K_1+K_2)-(n-1)^2K_1K_2d,\frac{dP}{dn}=K_1+K_2-2(n-1)K_1K_2d=0,\boldsymbol{d=\frac{K_1+K_2}{2(n-1)K_1K_2d}=\frac{P_1+P_2}{2P_1P_2}=\frac{f_1+f_2}{2}}$

$B=\frac{E}{\pi}$，E–屏上像的照度，B–观察者看到像的亮度

像的亮度$\Phi=\int B\sigma\cos u\Omega=\int_0^{u_0}B\sigma\cos u\sin udu\int_0^{2\pi}d\varphi$，对朗伯体，$\Phi=\pi B\sigma\sin^2u_0,\frac{B'}{B}=\frac{\Phi'\sin^2u_0\sigma}{\Phi\sin^2u_0'\sigma'}$，透光系数$k=\frac{\Phi'}{\Phi}\leq1$，利用正弦条件$ny\sin u_0=n'y'\sin u_0'$和$\frac{\sigma}{\sigma'}=\frac{y^2}{y'^2}$，故$\frac{B'}{B}=k(\frac{n'}{n})^2$，其中$\sigma$–物的面积，$\sigma'$–像的面积

像的照度$E=\frac{\Phi'}{\sigma'}=\pi B'\sin^2u_0'=k\pi B(\frac{n'}{n})^2\sin^2u_0'=k\pi B\frac{\sin^2u_0}{V^2}\approx k\pi B\frac{u_0^2}{V^2}$

拓展光源天然主观亮度$H_0\triangleq B=(\frac{n'}{n})^2\frac{k\pi B}{4}(\frac{D_e}{f})^2$，其中$D_e$–瞳孔直径，$f$–眼睛焦距

Chap3

光波–横波用标量波处理$U(P,t)=A(P)\cos[\omega t-\varphi(P)]\Leftrightarrow\widetilde{U}=A(P)e^{\pm i[\omega t-\varphi(P)]}=\widetilde{U}(P)e^{-i\omega t}\Leftrightarrow U(P,t)=A(P)\cos[\omega t-\varphi(P)]$，为方便选−；**光强**$I(P)=[A(P)]^2=\widetilde{U}*(P)\widetilde{U}(P)$

光波叠加$U(P,t)=U_1(P,t)+U_2(P,t)$，对同频率$\widetilde{U}(P,t)=\widetilde{U}_1(P,t)+\widetilde{U}_2(P,t)$；强度$I(P)=[A_1(P)]^2+[A_2(P)]^2+2\sqrt{I_1(P)I_2(P)}\cos\delta(P)$，其中$P$点相位差$\delta(P)=\varphi_1(P)-\varphi_2(P)$；若振源等强$I(P)=2A^2[1+\cos\delta(P)]=4A^2\cos^2\frac{\delta(P)}{2}$，其中$\delta(P)=\varphi_1(P)-\varphi_2(P)=\varphi_{10}-\varphi_{20}+\frac{2\pi(r_1-r_2)}{\lambda}$；若振源同相$\delta(P)=\frac{2\pi(r_1-r_2)}{\lambda}$；波程差$\Delta L=r_1-r_2$

杨氏双缝干涉条纹间隔$\Delta x=\frac{\lambda D}{d}$；**涅菲尔双镜**$\Delta x=\frac{\lambda(B+C)}{2\alpha B}$，其中$B$–光源与双镜交线距离，$C$ – 双镜交线与屏幕距离，α–双镜夹角；**涅菲尔双棱镜**$\Delta x=\frac{\lambda(B+C)}{2(n-1)\alpha B}$，其中$B$–光源到棱镜距离，$C$–棱镜到屏幕距离，$n$–棱镜折射率，$\alpha$–棱镜底角；**劳埃德镜**$\Delta x=\frac{\lambda D}{2a}$，其中$D$– 光源到屏幕距离，$a$– 光源到镜面距离；**条纹位移与点光源位移关系**$\delta x=-\frac{D}{R}\delta s$

干涉条纹衬比度$\gamma=\frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}$；**对杨氏干涉**$I(x)\sim1+\cos\delta(x)=1+\cos(\frac{2\pi d}{\lambda D}x)=1+\cos(\frac{2\pi x}{\Delta x})$，若光源移动$\delta s$则$I(x)\sim1+\cos[\frac{2\pi d}{\lambda D}(x-\delta x)]=1+\cos[\frac{2\pi d}{\lambda D}(x+\frac{D}{R}\delta s)]=1+\cos\frac{2\pi x}{\Delta x}\cos(\frac{2\pi d}{\lambda R}\delta s)-\sin\frac{2\pi x}{\Delta x}\sin(\frac{2\pi d}{\lambda R}\delta s)$；**对宽度为$b$的光源**$I(x)=\frac{I_0}{b}\int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}}[1+\cos\frac{2\pi x}{\Delta x}\cos(\frac{2\pi d}{\lambda R}\delta s)-\sin\frac{2\pi x}{\Delta x}\sin(\frac{2\pi d}{\lambda R}\delta s)]d(\delta s)=I_0[1+\frac{\sin(\pi db/\lambda R)}{\pi db/\lambda R}\cos\frac{2\pi x}{\Delta x}]$，从而$I_{max}=1+|\frac{\sin u}{u}|,I_{min}=1-|\frac{\sin u}{u}|$，衬比度$\gamma=|\frac{\sin u}{u}|$，其中$u=\frac{\pi db}{\lambda R}$

杨氏实验光源极限宽度$b_0\approx\frac{R}{d}\lambda$；光场中**相干范围的横向线度**$d\approx\frac{R\lambda}{b}=\frac{\lambda}{\varphi}$，其中$\varphi$– 光源宽度对缝张角；**相干范围孔径角**$\Delta\theta_0\triangleq\frac{d}{R}\approx\frac{\lambda}{b}$

薄膜等厚干涉光程差$\Delta L=\frac{2}{n}h\cos i$，其中$n$–膜折射率，$h$– 膜厚度，$i$–膜表面折射角，亮纹$\Delta L=k\lambda$，暗纹$\Delta L=(k+\frac{1}{2})\lambda$，条纹宽度$\Delta x=\frac{\lambda}{2\cos i}$；正入射时$\Delta L\approx2nh$，**相邻条纹对应厚度差**$\Delta h=\frac{\lambda}{2n}$

劈形薄膜等厚干涉条纹宽度$\Delta x=\frac{\lambda}{2\alpha}$，其中$\lambda$–膜内的光波长，$\alpha$–劈的顶角；$\delta(\Delta L)=-2nh\sin i\delta i+2n\cos i\delta h$，实际直接观察时条纹向劈尖凸；通过按压法可判断高低

牛顿环半径$r_k^2=kR\lambda$，其中R–透镜曲率半径，λ–空气膜中的光波长，$R=\frac{r_{k+m}^2-r_k^2}{m\lambda}$

当**增透膜**为低膜，即$n_1<n<n_2$，且$n=\sqrt{n_1n_2}$，膜厚$(\frac{k}{2}+\frac{1}{4})\lambda$时，完全消反射，其中$n$–增透膜折射率，$n_1$–空气折射率，$n_2$–介质折射率；高反射膜，换成等厚度高膜，即$n_1<n<n_2$，多次介质高反射膜效果更佳

薄膜等厚干涉光程差$\Delta L=2nh\cos i$，第k级条纹$\Delta L=k\lambda\Longrightarrow\cos i_k=\frac{k\lambda}{2nh}$，故$\cos i_{k+1}-\cos i_k=\frac{\lambda}{2nh}$，又$\cos i_{k+1}-\cos i_k\approx(\frac{d\cos i}{di})_{i=i_k}=-\sin i_k(i_{k+1}-i_k)$，从而倾角较小时$r_{k+1}-r_k\propto i_{k+1}-i_k=\frac{-\lambda}{2nh\sin i_k}$；$i_k$越大，$h$越大，则$|\Delta r|$越小，条纹越密；$h$增大，则环形条纹外扩；使用拓展光源，衬度不受影响

拓展光源导致非定域干涉问题，在定域中心层衬度最大，其附近有干涉条纹，但由于瞳孔的的限制，较大的拓展光源并不妨碍观察到图像的衬度

迈克尔逊干涉仪移过条纹数目与反射镜移动距离关系$l=N\frac{\lambda}{2}$

光源单色性对迈氏干涉衬度影响$I(\Delta L)=I_0[1+\cos\delta]=I_0[1+\cos k\Delta L]$，其中$k=\frac{2\pi}{\lambda}$，**等强双线**$I(\Delta L)=I_1(\Delta L)+I_2(\Delta L)=2I_0[1+\cos(\frac{\Delta k}{2}\Delta L)\cos(k\Delta L)]$，其中$\Delta k=k_1-k_2\ll k=\frac{1}{2}(k_1+k_2)$，故衬比度$\gamma=|\cos(\frac{\Delta k}{2}\Delta L)|$，从最强到最弱$\Delta L=N_1\lambda_1=N_2\lambda_2=(N-\frac{1}{2})\lambda_2\Longrightarrow N_1=\frac{\lambda_2}{2(\lambda_2-\lambda_1)}=\frac{\lambda}{2\Delta\lambda}$，**衬度变化空间频率**$\frac{1}{2N_1\lambda_1}=\frac{\lambda_2-\lambda_1}{\lambda_1\lambda_2}\approx\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}(=\frac{\Delta k}{2\pi})$；谱密度积分得总光强$I_0\int_0^\infty i(\lambda)d\lambda=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty i(k)dk$，**单色线宽**$I(\Delta L)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty i(k)[1+\cos k\Delta L]dk=I_0+\frac{1}{\pi}\int_0^\infty i(k)\cos(k\Delta L)dk$，若$i(k)$仅在$k_0\pm\Delta k/2$内等于常数$\pi I_0/\Delta k$，则$I(\Delta L)=I_0[1+\frac{\sin(\Delta k\Delta L/2)}{\Delta k\Delta L/2}\cos(k_0\Delta L)]$，故衬度$\gamma=|\frac{\sin(\Delta k\Delta L/2)}{\Delta k\Delta L/2}|$，超过最大光程差$\Delta L_{max}=\frac{2\pi}{\Delta k}=\frac{\lambda^2}{|\Delta\lambda|}$，条纹不可见

$l_0=v\tau_0=\frac{c}{n}\tau_0$或$L_0=c\tau_0$，其中$L_0$–**相干长度**，$\tau_0$–**相干时间**；若$a(k)$仅在$k_0\pm\Delta k/2$内等于常数$\pi\widetilde{A}/\Delta k$，则波列长度$\Delta L\approx\frac{\lambda^2}{\Delta\Lambda},\Delta\nu=-c\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\Longrightarrow\boldsymbol{\tau_0\Delta\nu\approx1}$

法布里-珀罗干涉仪斯托克斯关系$r=-r',r^2+tt'=1$，$\widetilde{U}_1=-Ar',\widetilde{U}_2=Atr't'e^{i\delta},\widetilde{U}_n=Atr'^{2n-3}t'e^{(n-1)i\delta},\widetilde{U}_1'=Att',\widetilde{U}_n'=Atr'^{2n-2}t'e^{(n-1)i\delta}\Longrightarrow\widetilde{U}_T=\frac{Att'}{1-r^2e^{i\delta}}\Longrightarrow I_T=\widetilde{U}_T^*\widetilde{U}_T=\frac{I_0(1-r^2)^2}{1-2r^2\cos\delta+r^4}=\frac{I_0}{1+\frac{4R\sin^2(\delta/2)}{(1-R)^2}}$，其中$\delta=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta L=\frac{4\pi nh\cos i}{\lambda},R=r^2$，$I_R=I_0-I_T=\frac{I_0}{1+\frac{(1-R)^2}{4R\sin^2(\delta/2)}}$；当$R\ll1$，$I_T=I_0[1-2R(1-\cos\delta)],I_R=2RI_0[1-\cos\delta]$；半峰宽$\varepsilon\triangleq\Delta\delta=\frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}$，根据$\delta=4\pi nh\cos i/\lambda$，若单色光固定$\lambda$，则**角宽度**$|\Delta i_k|=\frac{\lambda\varepsilon}{4\pi nh\sin i_k}=\frac{\lambda}{4\pi nh\sin i_k}\frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}$，腔长$h$越大，条纹越细锐，若非单色光固定$i=0$，则仅特定波长$\lambda_k$附近的光出现极大，每条谱线称一纵模， **纵模间隔**$\nu_k=\frac{c}{\lambda_k}=\frac{kc}{2nh}\Longrightarrow\Delta\nu=\frac{c}{2nh}$，**单模线宽**$\varepsilon=d\delta=-4\pi nh\cos id\lambda/\lambda^2\Longrightarrow\Delta\lambda_k=\frac{\lambda^2\varepsilon}{4\pi nh\cos i}=\frac{\lambda}{\pi k}\frac{1-R}{\sqrt{R}}\Longrightarrow\Delta\nu_k=\frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2}=\frac{c}{\pi k\lambda}\frac{1-R}{\sqrt{R}}$ F-P干涉仪色分辨本领$2nh\cos i_k=k\lambda\Longrightarrow\delta i_k=\frac{k}{2nh\sin}\delta\lambda$，最小波长间隔$\delta\lambda=\frac{\lambda}{\pi k}\frac{1-R}{\sqrt{R}}$，**色分辨本领**$\frac{\lambda}{\delta\lambda}=\pi k\frac{\sqrt{R}}{1-R}$