

Theo yêu cầu của khách hàng, trong một năm qua, chúng tôi đã dịch qua 16 môn học, 34 cuốn sách, 43 bài báo, 5 sổ tay (chưa tính các tài liệu từ năm 2010 trở về trước) Xem ở đây

DỊCH VỤ DỊCH TIẾNG ANH CHUYÊN NGÀNH NHANH NHẤT VÀ CHÍNH XÁC NHẤT	Chỉ sau một lần liên lạc, việc dịch được tiến hành
	Giá cả: có thể giảm đến 10 nghìn/1 trang
	Chất lượng: <u>Tao dựng niềm tin cho khách hàng bằng công nghệ</u> 1. Bạn thấy được toàn bộ bản dịch; 2. Bạn đánh giá chất lượng. 3. Bạn quyết định thanh toán.

Tài liệu này được dịch sang tiếng việt bởi:



Từ bản gốc:

<https://drive.google.com/folderview?id=0B4rAPqlxIMRDfIBVOnk2SHNlBkR6NHJiN1Z3N2VBaFJpbnlmbjhcQ3RSc011bnRwbUxsczA&usp=sharing>

Liên hệ dịch tài liệu :

thanhlam1910_2006@yahoo.com hoặc frbwrthes@gmail.com hoặc số 0168 8557 403 (gặp Lâm)

Tìm hiểu về dịch vụ: http://www.mientayvn.com/dich_tiang_anh_chuyen_nghanh.html

Các trục nhanh và chậm (fast and slow axes) đã được định nghĩa trước ví dụ này.

Example 6.2. Calculation of an anamorphic prisms-pair system to focus the light of a single-stripe diode laser	Ví dụ 6.2. Tính toán các thông số của hệ lăng kính cặp biến dạng ảnh để hội tụ ánh sáng của laser bán dẫn đơn dải.
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------	--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

We will consider the system configuration of Fig. 6.12 and a single-stripe laser with $\theta_{\perp} = 20^{\circ}$ and $\theta_{\parallel} = 5^{\circ}$, so that, assuming diffraction limited Gaussian distributions, we can take $d_{\perp} = 1.4 \mu\text{m}$ and $d_{\parallel} = 5.8 \mu\text{m}$. We will consider a collimating lens, L , of focal length $f = 6.5 \text{ mm}$. After lens L , the beam diameters along the fast and slow axes, will be respectively $D_{\pm} = 2f \tan \theta_{\pm} = 4.73 \text{ mm}$ and $D_{\parallel} = 2f \tan \theta_{\parallel} = 1.14 \text{ mm}$. Each prism must then provide a magnification of $M = [D_{\perp}/D_{\parallel}]^{1/2} \approx 2$. Assuming the prisms to be made of fused silica, so that the refractive index at 800 nm wavelength is $n = 1.463$, then θ_i and θ_r are found from Eq. (6.3.1) and from Snell's law $\sin \theta_i = n \sin \theta_r$. The solution can be readily obtained either graphically or by a fast iterative procedure.

For this procedure, we first assume a tentative value of θ_r and use Snell's law, with $n = 1.463$, to calculate a first value of θ_i . This value is then inserted into Eq. (6.3.1), with $M = 2$, to calculate a new value of θ_r corresponding to the first iteration, and so on. Starting from e.g. $\theta_r = 70^{\circ}$, this iterative calculation rapidly converges, in a few iterations, to $\theta_r = 67.15^{\circ}$ and $\theta_i = 39^{\circ}$. Since the beam is assumed to exit normal to the second face of the prism, a simple geometrical argument shows that the apex angle of the prism must be $\alpha = \theta_r = 39^{\circ}$. In this way, after the second prism, a circular beam with diameter $D_{\parallel} = D_{\perp} = 4.73 \text{ mm}$ is obtained. Let us now take the focal length of lens L_2 to be $f_2 = 26 \text{ mm}$ and assume that the beam is still diffraction limited after this lens.

Chúng ta xét hệ có cấu hình như trong H. 6.12 và laser đơn dải có $\theta_{\perp} = 20^{\circ}$ và $\theta_{\parallel} = 5^{\circ}$ sao cho nếu như chùm laser có phân bố Gauss tiêu chuẩn (giới hạn nhiễu xạ, ít nhiễu xạ, độ phân kỳ chùm ít nhất) chúng ta có thể lấy $d_{\perp} = 1.4 \mu\text{m}$ và $d_{\parallel} = 5.8 \mu\text{m}$. Chúng ta sẽ xét một thấu kính chuẩn trục, L_1 , tiêu cự $f_1 = 6.5 \text{ mm}$. Sau thấu kính L_1 , đường kính chùm dọc theo các trục nhanh và chậm tương ứng là $D_{\perp} = 2f_1 \tan \theta_{\perp} = 4.73 \text{ mm}$ và $D_{\parallel} = 2f_1 \tan \theta_{\parallel} = 1.14 \text{ mm}$. Thế thì mỗi lăng kính phải có độ phóng đại bằng $M = [D_{\perp}/D_{\parallel}]^{1/2} \approx 2$. Giả sử các lăng kính làm bằng vật liệu silic oxit nóng chảy, vì thế chiết suất ứng với bước sóng 800 nm là $n = 1.463$, thế thì chúng ta có thể tìm θ_i và θ_r từ Pt (6.3.1) và định luật Snell $\sin \theta_i = n \sin \theta_r$. Nghiệm có thể tìm được dễ dàng bằng phương pháp đồ thị hoặc quy trình lặp nhanh.

Trong quy trình này, trước hết chúng ta giả sử giá trị dự kiến của θ_r ; và dùng định luật Snell với $n = 1.463$ để tính giá trị đầu tiên của θ_i . Sau đó, chúng ta thế giá trị này vào Pt (6.3.1), với $M = 2$ để tính giá trị mới của θ_r tương ứng với lần lặp thứ nhất, và v.v... Chẳng hạn lúc đầu ta chọn $\theta_r = 70^{\circ}$, phép toán lặp này nhanh chóng hội tụ trong vài lần lặp, đến $\theta_r = 67.15^{\circ}$ và $\theta_i \approx 39^{\circ}$. Vì chúng ta giữ sử chùm thoát ra theo hướng vuông góc với bề mặt thứ hai của lăng kính, căn cứ vào tính chất hình học của hệ ta thấy rằng góc ở đỉnh của lăng kính phải bằng $\alpha = \theta_r \approx 39^{\circ}$. Với những thông số này, sau lăng kính thứ hai chúng ta thu được một chùm tròn đường kính $D_{\parallel} = D_{\perp} = 4.73 \text{ mm}$. Bây giờ giả sử tiêu cự của

The beam spot size in the focal plane of this second lens will then be $d = 4\lambda/2/nD \approx 5.52 \mu\text{m}$ [the expression which applies for Gaussian beam focusing is again used here, see Eq. (4.7.28)]. Note the very small value of the pump diameter which can, in principle, be achieved. Indeed one readily sees that the effect of the optical system in the fast axis plane (Fig. 6.12a) is to make a $f_2/f_1 = 4$ magnified image of the field distribution at the diode exit face. Since one has $d_{\pm} = 1.4 \mu\text{m}$, we then expect $d = (f_2/f_1)d_{\pm} = 5.6 \mu\text{m}$. To obtain such a small spot, however, lenses which are well corrected for spherical aberration must be used, in particular for the collimator lens, L_1 . In a typical situation, account being taken of the finite resolving powers of lenses L_1 and L_2 , the beam diameter in the focal plane of lens L_1 may be 5 - 10 times larger. In any case, the beam divergence in the focal plane of lens L_2 is given by $\theta = D/2f_2$, where D is the beam diameter at the lens position. If a rod of refractive index n_R is placed in the focal plane, then, due to beam refraction, the divergence is approximately reduced by a factor n_R . If we then take $n_R = 1.82$, as appropriate for YAG crystals, we then get $\theta_n = D/2f_2 n_R = 0.05 \text{ rad} = 3^\circ$.

thấu kính L_2 là $f_2 = 26 \text{ mm}$ và giả sử rằng chùm vẫn còn tính chất giới hạn nhiễu xạ (ít nhiễu xạ, không bị phân kỳ, mode Gauss) sau lăng kính này. Kích thước của chùm trong mặt phẳng tiêu thứ hai của thấu kính này sẽ là $d \approx 4\lambda f_2/\pi D \approx 5.52 \mu\text{m}$. [biểu thức áp dụng cho sự hội tụ chùm Gauss cũng được dùng ở đây, xem Pt (4.7.28)]. Lưu ý rằng về nguyên tắc có thể đạt đến giá trị đường kính bơm rất nhỏ. Thực vậy, chúng ta dễ dàng thấy rằng tác dụng của hệ quang học trong mặt phẳng trục nhanh (Hình 6.12 a) là làm cho ảnh của phân bố trường phóng đại $f_2/f_1 \approx 4$ tại mặt ra của diode. Vì chúng ta có $d_{\pm} = 1.4 \mu\text{m}$, thế thì chúng ta suy ra $d = (f_2/f_1)d_{\pm} \approx 5.6 \mu\text{m}$. Tuy nhiên, để thu được một điểm (vết) nhỏ như thế các thấu kính phải được hiệu chỉnh tốt để có hiệu ứng quang sai cầu, đặc biệt là thấu kính chuẩn trục L_1 . Trong trường hợp thông thường, chúng ta phải tính đến khả năng phân giải hữu hạn của L_1 và L_2 , đường kính chùm trong mặt phẳng tiêu của thấu kính L_2 phải lớn hơn 5 ÷ 10 lần. Trong bất kỳ trường hợp nào, sự hội tụ chùm trong mặt phẳng tiêu của thấu kính L_2 là $\theta \approx D/2f_2$, trong đó D là đường kính chùm tại vị trí thấu kính. Nếu một thanh có chiết suất n_R nằm tại mặt phẳng tiêu, thế thì, do khúc xạ chùm, độ phân kỳ giảm đi khoảng n_R lần. Nếu chúng ta chọn $n_R = 1.82$ (giá trị thường áp dụng cho các tinh thể YAG), thế thì chúng ta có $\theta_n \approx \frac{D}{2f_2 n_R} = 0.05 \text{ rad} \approx 3^\circ$.

--	--