

УДК 535.315:681.7.069.24

ПРИЗМЕННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ТЕЛЕСКОП

В. И. Малышев

Описывается конструкция четырехпризменного лазерного телескопа прямого зрения с пятикратным увеличением.

Для трансформации геометрических параметров лазерных пучков: сечения и угловой расходимости наиболее широко используются линзовые телескопические системы, состоящие из двух склеенных линзовых объективов различных фокусных расстояний с исправленной сферической аберрацией. Но известно, что свойствами изменять ширину лазерного (и любого) пучка и его расходимость также обладает трехгранная призма из прозрачного материала, т.к. она, как оптический элемент, обладает угловым увеличением. Это означает, что если на призму падают два параллельных монохроматических пучка (или луча) образующих между собой в плоскости перпендикулярной преломляющему ребру призмы (называемой главной плоскостью) малый угол di_1 (см. рис. 1), то после преломления в призме угол di'_2 между этими пучками (лучами) может быть другим (i_1 – угол падения на входную грань призмы, а i'_2 – угол преломления на второй грани призмы). Отношение $\Gamma_1 = di'_2/di_1$ называется угловым увеличением призмы. Величина Γ_1 зависит от угла падения i_1 и параметров призмы: α_1 – преломляющего угла призмы и n_1 – показателя преломления материала призмы.

Дифференцируя законы преломления на гранях призмы при $n = \text{const}$, после преобразования можно получить [1]

$$\Gamma_1 = di'_2/di_1 = \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i'_1 \cos i'_2}. \quad (1)$$

При этом изменяются и ширины параллельных пучков в главной плоскости D_1 и D_2 (рис. 1), причем их соотношение равно [1]

$$D_1/D_2 = \Gamma_1 = di'_2/di_1, \quad (2)$$

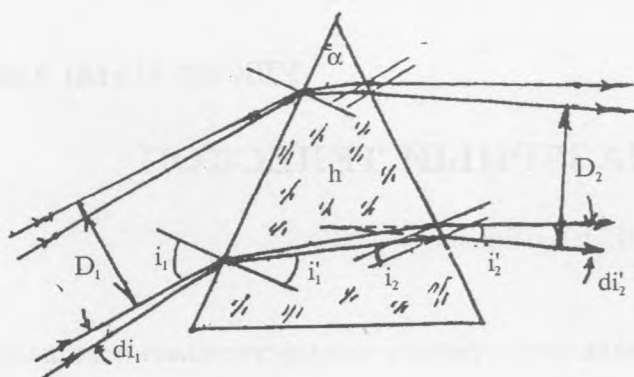


Рис. 1. Схема, поясняющая угловое увеличение призмы.

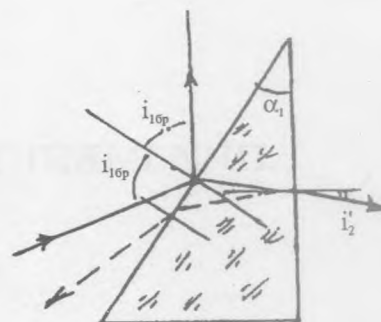


Рис. 2. Ход падающего, преломленного и отраженных лучей.

откуда следует, что $D_1 di_1 = D_2 di'_2 = \text{const}$ как и линзовом телескопе. Отметим, что это соотношение оказывается справедливым и для системы с любым числом призм: $D_1 di_1 = D_k di'_k = \text{const}$ или $\Gamma_k = D_1/D_k = di'_k/di_1$, где D_k – ширина пучка, выходящего через последнюю грань призмной системы (если не происходит дополнительного ограничения в самой системе призм).

Как видим, призма, в отличие от линзового телескопа, изменяет ширину лазерного пучка и его расходимость лишь в одном измерении (в главной плоскости), что, однако, является предпочтительным в ряде реальных экспериментов и потому может широко использоваться.

К сожалению, одиночная призма как оптический элемент обладает не только угловым увеличением, но также и отрицательными эффектами. Как известно, углы падения пучков на преломляющие грани призмы обычно достаточно велики и потому потери излучения при отражении могут быть также значительными и привести к уменьшению коэффициента пропускания призмы. Но для плоскополяризованного излучения (каковым является излучение большинства лазеров) потери при отражении можно значительно уменьшить, если угол падения на входную грань призмы i_1 сделать равным углу Брюстера (при векторе E лежащим в главной плоскости), а угол падения на выходную грань i_2 сделать равным нулю. При этом коэффициент отражения – минимальный: $\rho(0) = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \approx 4\%$.

Можно показать, что для указанного хода пучка в призме (с учетом $i_{16p} + i'_1 = 90^\circ$) преломляющий угол призмы α_1 должен быть равным углу i'_1 . Однако при этом отраженный от выходной грани призмы ($i_2 = 0$) пучок пойдет обратно строго по направлению.

падающего на призму пучка (автоколлимация), что не всегда желательно (и допустимо). Для устранения этого эффекта преломляющий угол α_1 призмы должен быть на несколько градусов больше $\alpha_1 = i'_1$.

Все призмы, как элементы описываемого ниже телескопа, изготавливаются из стекла марки К-8, обладающего относительно небольшой дисперсией и высокой прозрачностью. Коэффициент преломления n_e для зеленой линии ртути $\lambda_e = 546,1$ нм равен $n_e = 1,5183$ (ГОСТ) [2]. Для призмы из такого стекла из условия $\text{tgi}_{16p} = n$ находим $i_{16p} = 56,62^\circ$. Из закона преломления получаем $i'_1 = 33,37^\circ = \alpha_1$, но для устранения автоколлимации примем $\alpha_1 = 36^\circ$. При таком угле $i_2 = 2,36^\circ$ (вместо $i_2 = 0$) и $i'_2 = 3,99^\circ$, что практически не увеличивает коэффициент отражения, но отраженный пучок выходит из первой грани (пунктир на рис. 2) под углом $(i'_1)_0 = 71,41^\circ$, не совпадая с направлением пучка, падающего на призму под углом Брюстера. Коэффициент пропускания всей призмы для плоскополяризованного излучения $\tau_n = 0,96$, а для естественного $\tau_e = 0,88$.

Для описанной призмы при падении пучка под углом Брюстера, т.е. при условии $i_1 + i'_1 = 90^\circ$, выражение (1) для углового увеличения может быть преобразовано к виду

$$\Gamma_1 = di'_2/di_1 = D_1/D_2 = 1/n_e \frac{\cos i_2}{\cos i'_2}$$

и при $i_2 = 2,63^\circ$ и $i'_2 = 3,99^\circ$ получается

$$\Gamma_1 = 1,0014 \cdot 1/n \approx 1/n_e \text{ и } D_2 = n_e D_1. \quad (3)$$

Выражение (3) не зависит от поляризации падающего на призму пучка излучения.

Известно, что призма как оптический элемент обладает дисперсией, т.е. пространственным разложением излучения в спектр, т.к. $n = f(\lambda)$. Поэтому при не строго монохроматическом излучении угловая расходимость преломленного пучка di'_2 будет определяться не только угловым увеличением призмы (1), но также дисперсией призмы – пространственным разложением пучка по длинам волн, что является нежелательным эффектом.

Выражение для угловой дисперсии призмы легко получить [1], дифференцируя законы преломления и учитывая, что $n = f(\lambda)$:

$$(di'_2)_g = dn \cdot \sin \alpha_1 / \cos i'_1 \cdot \cos i'_2. \quad (4)$$

Здесь $(di'_2)_g$ – угол между параллельными пучками различных длин волн, выходящими из призмы после преломления, показатели преломления которых отличаются на величину dn . Подставляя значения α_1, i'_1, i'_2 , получим

$$(di'_2)_g = 0,7055 \cdot dn. \quad (5)$$

Из (5) следует, что величина дисперсионной расходимости $(di'_2)_g$ для данной призмы зависит от величины dn , которая, в свою очередь, определяется спектральной шириной излучения падающего пучка и мала лишь для квазимонохроматического излучения (см. ниже).

Но если использовать систему из нескольких призм, то при их определенной взаимной ориентации можно уменьшить суммарную дисперсию (сделать ее в несколько раз меньше, чем у одиночной призмы) и, в то же время, значительно увеличить угловое увеличение системы с коэффициентом пропускания близким (для плоскополяризованного излучения) к коэффициенту пропускания двухлинзового телескопа.

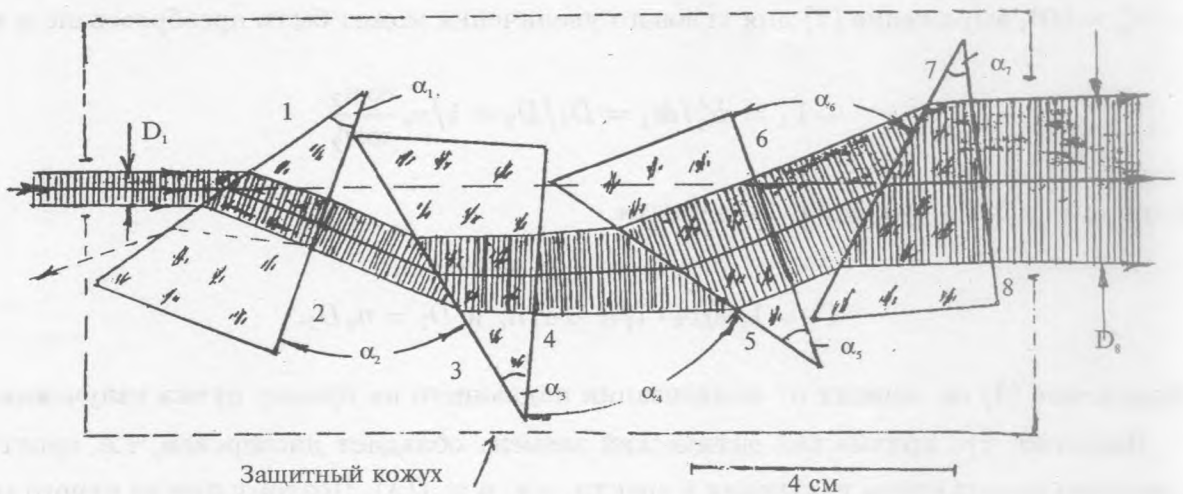


Рис. 3. Оптическая схема четырехпризменного телескопа прямого зрения.

Ниже приводится описание призмного телескопа "прямого зрения", состоящего из четырех одинаковых вышеописанных призм из стекла К-8, схема которого приведена на рис. 3. Для сокращения описания обозначим: 1, 2, 3 ... 8 – номера преломляющих граней по ходу пучка, α_j – преломляющие углы, n_j – коэффициенты преломления, $\Gamma_j = 1/n_j$ – угловые увеличения ($j = 1, 3, 5, 7$), $(di_j)_g$ (5) – собственная угловая дисперсия одиночных призм ($j = 2, 4, 6, 8$ – номера выходных граней призм), $(di'_8)_g$ – угловая дисперсия всей

системы, $\Gamma_{1,3,5,7}$ – угловое увеличение системы. Так как призмы телескопа установлены таким образом, что углы падения пучков на все входные грани (1, 3, 5, 7) равны углу Брюстера, а ширины всех пучков, выходящих из каждой призмы, увеличиваются по ходу пучка (см. рис. 3), то можно показать [1], что угловое увеличение всего телескопа равно произведению угловых увеличений отдельных призм, а при одинаковых призмах

$$\Gamma_{1,3,5,7} = D_1/D_8 = di'_8/di_1 = (\Gamma_1)^4 = (1/n)^4 = 0,188, \quad (6)$$

т.е. угловая расходимость пучка di'_8 при выходе из телескопа уменьшится в $(0,188)^{-1} = 5,3$ раза и соответственно $D_8 = (n)^4 D_1 = 5,3 D_1$.

Чтобы осуществить указанную выше установку призм и осуществить "прямое зрение" (см. рис. 3), углы между гранями соседних призм должны быть равными $\alpha_2 = \alpha_6 = 52,6^\circ$ и $\alpha_4 = 61,6^\circ$ (см. рис. 3).

Поскольку углы падения пучков на входные грани всех призм (1, 3, 5, 7) равны углу Брюстера, то плоскополяризованное излучение с вектором E , лежащим в главной плоскости, испытывает отражение только на выходных гранях (2, 4, 6, 8) при малых углах падения ($i_2 = i_4 = i_6 = i_8 = 2,63^\circ$), где $\rho(0) \approx 4\%$. Общий коэффициент пропускания всего телескопа для поляризованного излучения $\tau_{1,3,5,7} = (1 - \rho)^4 \approx 0,85$, т.е. близок к коэффициенту пропускания двухлинзового телескопа, также имеющего четыре отражающих поверхности. Для естественного излучения коэффициент пропускания призмного телескопа уступает линзовому и составляет $\approx 64\%$.

Известно, что в общем случае угловая дисперсия системы призм не равна простой сумме угловых дисперсий отдельных призм (см. [1]). Это обусловлено влиянием угловых увеличений призм и их взаимным расположением – знаками преломляющих углов α_j и ходом пучка излучения [1]. Так, выражение для угловой дисперсии рассматриваемого четырехпризмного телескопа, схема которого приведена на рис. 3, имеет вид

$$(\Delta i'_8)_g = |(di'_2)_g| \cdot \Gamma_3 \cdot \Gamma_5 \cdot \Gamma_7 - |(di'_4)_g| \cdot \Gamma_5 \cdot \Gamma_7 - |(di'_6)_g| \cdot \Gamma_7 + |(di'_8)_g|,$$

где $|(di'_2)_g|$ – абсолютная величина собственной угловой дисперсии призм (5), а Γ_j – угловое увеличение призм ($j = 3, 5, 7$ по ходу пучка в системе). В случае одинаковых призм и равенстве углов падения на них получим

$$(\Delta i'_8)_g = |(di'_2)_g|(\Gamma_1^3 - \Gamma_1^2 - \Gamma_1 + 1).$$

Подставляя численное значение $\Gamma_1 = 1/n = 0,6586$ ($n = 1,5183$), получим $(\Delta i'_8)_g = 0,1934 |(di'_2)_g|$, откуда следует, что угловая дисперсия системы из четырех призм в 5,17

раза меньше угловой дисперсии одиночной призмы в то время как угловое увеличение системы $\Gamma_{1,3,5,7}$ увеличилось в 5,32 раза: $di_1/di'_8 = D_8/D_1 = 5,32$. Подставляя величину угловой дисперсии одной призмы (5), получим $(\Delta i'_8)_g = 0,136dn$.

Как уже упоминалось, дисперсионная расходимость на выходе из телескопа определяется величиной dn , зависящей от спектральной ширины излучения пучка $\delta\lambda$. Оценим спектральную ширину $\delta\lambda$ пучка лазерного излучения, поступающего на вход телескопа, при которой дисперсионное уширение на выходе пучка из телескопа равно дифракционной расходимости. Пусть диаметр пучка лазера на входе телескопа $D_1 = 3$ мм и длина волны $\lambda_e = 5461 \text{ \AA}$. Дифракционная расходимость пучка на входе $(\delta\varphi) = 1,22\lambda_e/D_1$, а на выходе $(\delta\varphi)_8 = (\delta\varphi_1)\Gamma_1^4$. Приравнявая $(\delta\varphi)_8 = (\Delta i'_8)_g = 0,136dn$ и подставляя величины λ_e , D , Γ^4 , получим $dn = 30,7010^{-5}$.

Для стекла К-8 известна (ГОСТ) [2] средняя дисперсия $\Delta n = 812 \cdot 10^{-5}$ для интервала длин волн $(\overline{\Delta\lambda}) = \lambda_{c'}(6438 \text{ \AA}) - \lambda_{f'}(4800 \text{ \AA}) = 1638 \text{ \AA}$. Поэтому для величины $dn = 30,7010^{-5}$ имеем

$$\delta\lambda = \left(\frac{\overline{\Delta\lambda}}{\Delta n} \right) dn = 61,9 \text{ \AA} \text{ или } \delta\nu \approx 207,4 \text{ см}^{-1}.$$

Таким образом, для лазерного излучения, спектральная ширина которого $\delta\lambda < 61,9 \text{ \AA}$ (или $\delta\nu < 208 \text{ см}^{-1}$), дисперсионное уширение на выходе телескопа будет меньше дифракционного с общим угловым увеличением $\Gamma_{1,3,5,7} = 5,3$ и поэтому $D_8(\delta\varphi)_8 = D_1(\delta\varphi_1)$.

При диаметре лазерного пучка $D_1 = 2$ мм (вместо 3 мм) допустимая спектральная ширина в 1,5 раза больше приведенной выше.

Описанный телескоп пригоден для использования во всей области прозрачности стекла К-8 [3] $\lambda < 2,5$ мкм до $\lambda > 3650 \text{ \AA}$, т.к. коэффициент преломления для этой области длин волн изменяется на $5 \cdot 10^{-2}$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] М а л ы ш е в В. И. Введение в экспериментальную спектроскопию, М., Наука, 1979.
- [2] Справочник конструктора оптико-механических приборов. Л., Машиностроение, 1980.

- [3] Пейсахсон Н. В. Оптика спектральных приборов. Л., Машиностроение, 1970.

Поступила в редакцию 10 апреля 1995 г.