



ИЗМЕРЕНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ И ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ РАСХОДИМОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ВО ВРЕМЕНИ

М.В.Ружин, ООО "ЛАМЕТ"

Работу высокоэнергетических лазеров, охлаждаемых через цилиндрическую поверхность кристалла, сопровождает эффект тепловой линзы, когда двухмерный поток тепла формирует параболический профиль температурного искажения. Такая линза ухудшает качество выходящего луча и ограничивает его выходную мощность. При этом большая лучевая нагрузка на внутренние оптические элементы в ряде случаев вызывает термодформации в этих элементах и, как следствие, существенные изменения пространственных параметров выходного пучка в течение пуска. В статье предложен метод количественной оценки подобных изменений.

Измерение расходимости (ширины углового распределения) лазерного излучения служит для оценки тепловой нагрузки, испытываемой оптическими элементами лазера. Измерение расходимости (ширины углового распределения) излучения методом фокального пятна, т.е. по размеру диаметра пучка, определяемому в соответствии со стандартом [1] в фокальной плоскости собирающей линзы, дает представление только о полной расходимости.

Но в расходимость, в общем случае, вносят вклад две основные компоненты:

- физическая $\theta_{\text{ф}}$, обусловленная дифракцией, наличием многих мод и неоднородностями в активной среде;
- геометрическая $\theta_{\text{г}}$, обусловленная кривизной волнового фронта на выходной апертуре лазера.

Полная расходимость $\theta_{\text{п}}$ является сверткой обеих составляющих (обоих угловых распределений), т.е. определяется суммой по квадратичному закону: $\theta_{\text{п}}^2 = \theta_{\text{ф}}^2 + \theta_{\text{г}}^2$.

Качество пучка (его фокусируемость) определяется только физической расходимостью. Геометрическая расходимость не влияет на качество

MEASUREMENT OF THE PHYSICAL AND GEOMETRIC DIVERGENCE OF LASER BEAM IN TIME

M.V.Ruzin, LLC "LAMET"

Thermal lens effect is intrinsic to high-energy lasers due to cooling through the cylindrical surface of the crystal, due to which a two-dimensional heat flux forms a parabolic temperature distortion profile. Such lens degrades the quality of the output beam and limits its output power. In this case, a large beam load on internal optical elements in a number of cases causes thermal deformation in these elements and, as a result, significant changes in the spatial parameters of the output beam during the start-up. The method of quantitative estimation of such changes is proposed in the article.

The measurement of the divergence (the width of the angular distribution) of the laser radiation serves to estimate the thermal load experienced by the optical elements of the laser. Measurement of the divergence (the width of the angular distribution) of radiation by the focal spot method, i.e. according to the size of the beam diameter, determined in accordance with the standard [1] in the focal plane of the collecting lens, gives an idea only of the total divergence.

However, two main components contribute to divergence, in general:

- physical θ_{ph} , due to diffraction, the presence of many modes and inhomogeneities in the active medium;
- geometric θ_{g} , caused by the curvature of the wave front at the output aperture of the laser.
- The total divergence θ_{t} is the convolution of both components (both angular distributions), i.e. it is determined by the sum with respect to the quadratic law: $\theta_{\text{t}}^2 = \theta_{\text{ph}}^2 + \theta_{\text{g}}^2$.

The beam quality (its focus) is determined only by the physical divergence. The geometric divergence does not affect the quality of the beam, but in a number of applications of lasers (e.g., in optical locations) it must be carefully controlled in order to achieve the required total divergence.

For a separate measurement of the components of the divergence, it is necessary to determine the hyperbolic dependence of the beam diameter in the waist region formed when it is focused by a lens or a mirror (also as in

пучка, но в ряде областей применения лазеров (например, в оптической локации) должна тщательно контролироваться с целью достижения требуемой полной расходимости.

Для раздельного измерения составляющих расходимости необходимо определить гиперболическую зависимость диаметра пучка в области перетяжки, формируемой при его фокусировке линзой или зеркалом (так же, как при определении качества пучка [1]). На рис.1 приведены два варианта фокусировки пучка с плоским и выпуклым волновым фронтом на выходной апертуре лазера. Там же приведены обозначения величин, требующихся для дальнейшего изложения.

При отсутствии геометрической расходимости (при плоском фронте на выходе лазера) и при не слишком большом расстоянии L до линзы, на линзу поступает плоский волновой фронт, и плоскость перетяжки практически совпадает с фокальной плоскостью линзы. Полная расходимость равна физической и определяется делением диаметра d_ϕ на фокусное расстояние линзы F .

При наличии геометрической расходимости на линзу поступает выпуклый (в данном примере) волновой фронт и плоскость перетяжки удаляется от линзы до положения Z_0 . Тогда полная расходимость θ_Π определяется делением диаметра d_Π на фокусное расстояние линзы F ($\theta_\Pi = d_\Pi / F$), а физическая расходимость θ_ϕ определяется, в первом приближении, делением диаметра перетяжки d_ϕ^* на ее удаление Z_0 от линзы ($\theta_\phi = d_\phi^* / Z_0$).

Геометрическая расходимость θ_Γ , в первом приближении, определяется по формуле:

$$\theta_\Gamma = \sqrt{\theta_\Pi^2 - \theta_\phi^2}.$$

Уточнение значений θ_ϕ^* и θ_Γ целесообразно сделать потому, что они получены без учета увеличения диаметра пучка, падающего на линзу по сравнению с диаметром d_A на выходной апертуре лазера. Это увеличение, особенно при больших значениях θ_Γ и L , может привести к существенному занижению θ_ϕ и, соответственно, к завышению θ_Γ . Уточнение достигается умножением θ_ϕ на поправочный коэффициент $(d_A + \theta_\Gamma \cdot L) / d_A$ с последующим пересчетом θ_Γ . Если поправки велики (превышают 20% от первоначальных значений), уточнение вновь полученных значений следует повторить еще раз.

При геометрической расходимости, обусловленной сходящимся волновым фронтом на выходной апертуре лазера, плоскость перетяжки расположена ближе к линзе, чем фокальная плоскость.

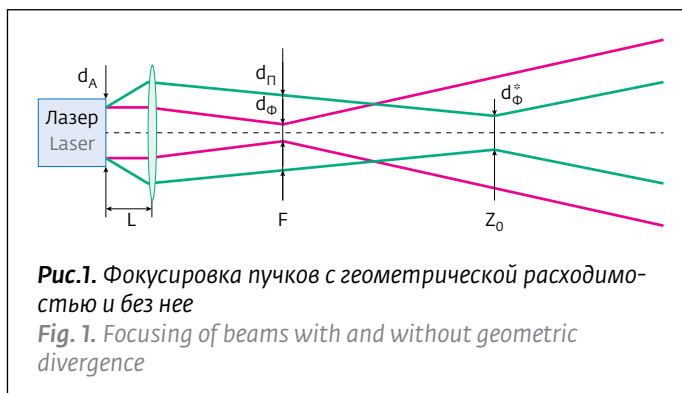


Рис.1. Фокусировка пучков с геометрической расходимостью и без нее

Fig. 1. Focusing of beams with and without geometric divergence

determining the quality of the beam [1]). Figure 1 shows two variants of beam focusing with a plane and convex wave front at the output aperture of the laser. The same notation is given for the quantities required for the further presentation.

In the absence of geometric divergence (for a flat front at the laser output) and for a lens not too far from the lens L , the plane wave front arrives at the lens and the waist plane practically coincides with the focal plane of the lens. The total divergence is physical and is determined by dividing the diameter d_ϕ by the focal length of the lens F .

In the presence of geometric divergence, a convex (in this example) wave front arrives at the lens and the plane of the waist is removed from the lens to the position Z_0 . Then the total divergence θ_t is determined by dividing the diameter d_t by the focal length of the lens F ($\theta_t = d_t / F$), and the physical divergence θ_{ph} is determined, in a first approximation, by dividing the waist diameter d_{ph}^* by its removal Z_0 from the lens ($\theta_{ph} = d_{ph}^* / Z_0$).

The geometric divergence θ_g , in the first approximation, is determined by the formula:

$$\theta_\Gamma = \sqrt{\theta_\Pi^2 - \theta_\phi^2}.$$

It is advisable to refine the values of θ_{ph}^* and θ_g because they are obtained without taking into account the increase in the diameter of the beam incident on the lens in comparison with the diameter d_A at the output aperture of the laser. This increase, especially at large values of θ_g and L , can lead to a significant underestimation of θ_{ph} and, accordingly, to overestimation of θ_g . The refinement is achieved by multiplying θ_{ph} by the correction factor $(d_A + \theta_g \cdot L) / d_A$, followed by recalculation of θ_g . If the corrections are large (more than 20% of the original values), the refinement of the newly obtained values is repeated once more.

With the geometric divergence due to the convergent wave front at the output aperture of the laser, the waist plane is closer to the lens than the focal plane. The

Определение расходимости θ и ее составляющих $\theta_{\text{ф}}$ и $\theta_{\text{г}}$ производится аналогично с той лишь разницей, что поправочный коэффициент имеет вид $(d_A - \theta_{\text{г}} \cdot L) / d_A$.

Необходимо отметить, что Гауссов пучок, даже имеющий плоский фронт на выходной апертуре лазера, за счет самодифракции, пройдя расстояние L до линзы, приобретает кривизну волнового фронта с радиусом:

$$R = L + \frac{(\pi \cdot d_A^2)^2}{4 \cdot \lambda},$$

где λ – длина волны лазерного излучения.

Однако численная оценка для реального варианта схемы измерений параметров волоконного лазера (например, $\lambda = 1,07$ мкм, $d_A = 12$ мм, $L = 10$ м) дает значение R более 1 км, что делает пренебрежимо малой разницу между F и Z_0 .

Приведенное определение зависимости диаметра пучка в области перетяжки обычно производится продольным сканированием (последовательным измерением профиля) пучка вдоль его оси с помощью анализатора профиля. Однако у высокоэнергетических лазеров, из-за тепловых термодформаций в оптической схеме, форма перетяжки не остается постоянной в течение пуска. Поэтому ее продольное сканирование делает пространственные параметры, определенные по форме перетяжки, не вполне достоверными.

На рис.2 качественно показано, как меняется гиперболическая зависимость диаметра пучка в области перетяжки при изменении физической и геометрической расходимости по отдельности.

Исходная зависимость показана черным цветом. Наличие существенной исходной геометрической расходимости (фронт на выходной апертуре лазера в данном случае – выпуклый) проявляется в значительной удаленности плоскости перетяжки Z_0 от фокальной плоскости линзы F .

При увеличении физической расходимости (например, за счет возрастания тепловых неоднородностей в активной среде [2]) увеличивается диаметр перетяжки и гипербола в области перетяжки (зеленый цвет) смещается по вертикали вверх.

При изменении геометрической расходимости (например, за счет возникновения тепловой линзы на выходной оптике лазера) перетяжка Z_0 гиперболы смещается по горизонтали. При положительной тепловой линзе Z_0^* прибли-

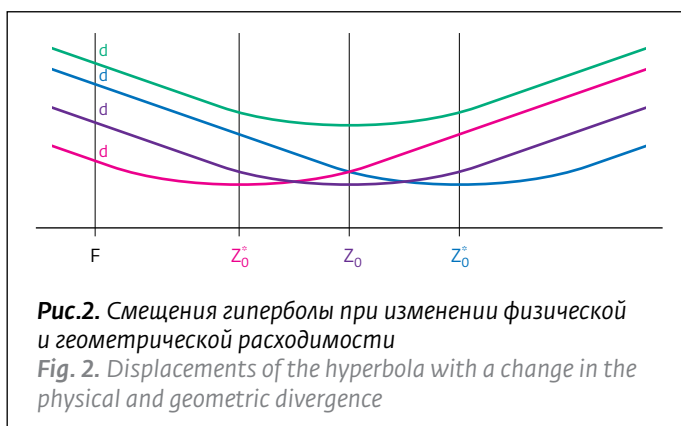


Рис.2. Смещения гиперболы при изменении физической и геометрической расходимости

Fig. 2. Displacements of the hyperbola with a change in the physical and geometric divergence

determination of the divergence θ and its components θ_{ph} and $\theta_{\text{г}}$ is carried out in a similar way, the only difference being that the correction coefficient has the form $(d_A - \theta_{\text{г}} \cdot L) / d_A$.

It should be noted that the Gaussian beam, even having a flat front at the output aperture of the laser, by self-diffraction, after passing the distance L to the lens, acquires the curvature of the wave front with a radius:

$$R = L + \frac{(\pi \cdot d_A^2)^2}{4 \cdot \lambda},$$

where λ is the wavelength of the laser radiation.

However, the numerical estimate for a real variant of the fiber laser parameters measuring circuit (for example, $\lambda = 1,07$ мкм, $d_A = 12$ мм, $L = 10$ м) gives a value of R more than 1 км, which makes a negligible difference between F and Z_0 .

The above determination of the beam diameter dependence in the waist region is usually made by longitudinal scanning (successive measurement of the profile) of the beam along its axis using the profile analyzer. However, in high-energy lasers, due to thermal deformations in the optical scheme, the shape of the waist does not remain constant during the start-up. Therefore, its longitudinal scanning makes spatial parameters, defined in the form of a waist, not entirely reliable.

Figure 2 shows qualitatively how the hyperbolic dependence of the diameter of the beam in the waist region varies with the physical and geometric divergence changing separately.

The initial dependence is shown in black. The presence of significant initial geometric divergence (the front at the output aperture of the laser in this case is convex) manifests itself at a considerable distance from the focal plane of the lens F .

жается к фокальной плоскости F (красный цвет) и фокусное расстояние тепловой линзы определяется по формуле:

$$F_T = \frac{Z_0 Z_0^*}{Z_0 - Z_0^*} - L,$$

где: Z_0 - положение перетяжки в начале пуска; Z_0^* - положение перетяжки в конце пуска; L - расстояние от выходной апертуры лазера до собирающей линзы.

При отрицательной тепловой линзе Z_0^* удаляется от фокальной плоскости F (синий цвет) и фокусное расстояние тепловой линзы определяется по формуле:

$$F_T = \frac{Z_0 Z_0^*}{Z_0 - Z_0^*} + L.$$

Согласно рисунку, очевидно, что если контролируется только полная расходимость (по диаметру пучка d в фокальной плоскости F), то невозможно установить причину ее изменения и принять соответствующие меры для ее коррекции.

Прибор СИЭПХ (средство измерений энергетических и пространственных параметров лазерного излучения) предназначен для измерений энергии импульсного лазерного излучения и ширины пучка лазерного излучения. Принцип действия прибора основан на преобразовании фоточувствительным матричным преобразователем распределения интенсивности лазерного излучения в поперечном сечении пучка в цифровые коды и последующей их обработке с помощью компьютера. Измеритель СИЭПХ-2, укомплектованный двумя измерительными камерами, позволяет контролировать во времени всю гиперболическую зависимость диаметра пучка в области перетяжки за счет одновременного измерения профиля в четырех плоскостях в этой области. Вариант соответствующей схемы с использованием четырех оптических клиньев, двух

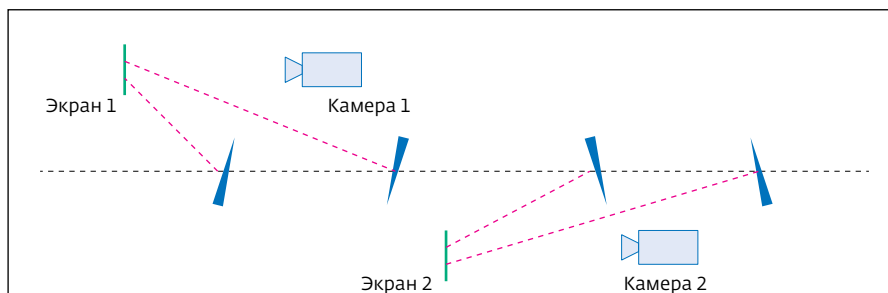


Рис.3. Схема одновременной регистрации профиля пучка в четырех плоскостях области перетяжки

Fig. 3. Scheme of simultaneous registration of the beam profile in 4 planes of the waist region

As the physical divergence increases (for example, due to the increase in thermal inhomogeneities in the active medium), the diameter of the waist and hyperbola in the waist region (green) increases vertically upward.

When the geometric divergence is changed (for example, due to the appearance of a thermal lens on the output optics of the laser), the waist Z_0 of the hyperbola is displaced horizontally. With a positive thermal lens, Z_0^* approaches the focal plane F (red color), and the focal length of the thermal lens is determined by the formula:

$$F_T = \frac{Z_0 Z_0^*}{Z_0 - Z_0^*} - L,$$

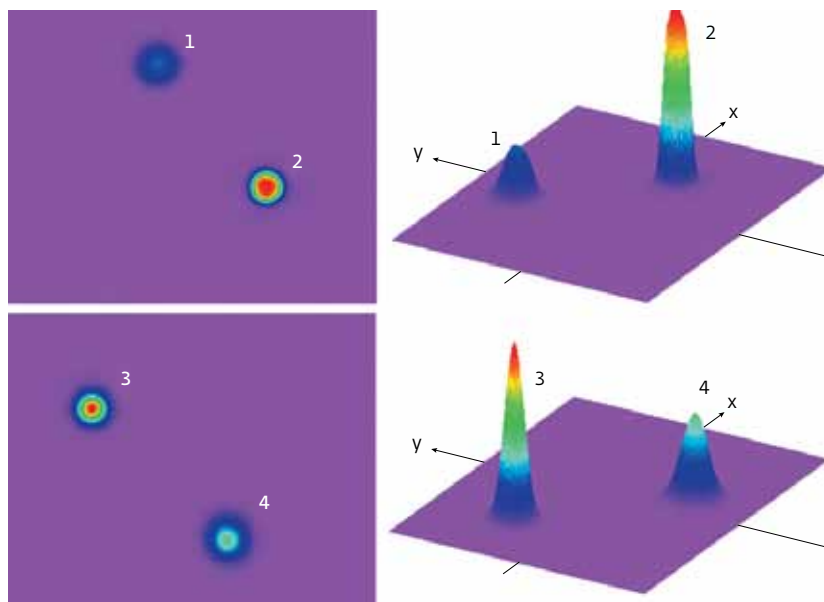


Рис.4. Профили пучка, зарегистрированные в четырех плоскостях области перетяжки

Fig. 4. Beam profiles registered in the four planes of the waist region

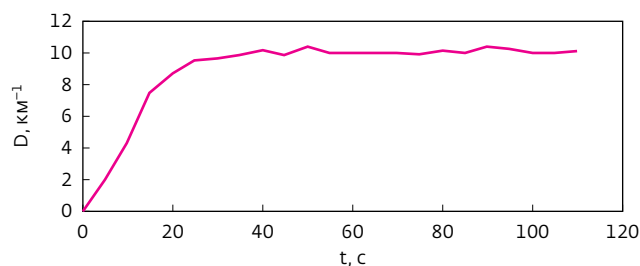


Рис.5. Изменение оптической силы тепловой линзы на выходе одномодового лазера мощностью 1,7 кВт
Fig. 5. Change in the optical power of a thermal lens at the output of a single-mode laser with a power of 1.7 kW

where: Z_0 is the position of the waist at the start of the start; Z_0^* is the position of the waist at the end of the start; L = distance from the output aperture of the laser to the collecting lens.

With a negative thermal lens, Z_0^* is removed from the focal plane F (blue) and the focal length of the thermal lens is determined by the formula:

$$F_T = \frac{Z_0 Z_0^*}{Z_0 - Z_0^*} + L.$$

According to the figure, it is obvious that if only the total divergence (by diameter of beam d in the focal plane F) is controlled, it is impossible to establish the cause of its change, and take appropriate measures for its correction.

The SIEPH device (a means of measuring the energy and spatial parameters of laser radiation) is used to measure the energy of pulsed laser radiation and the beam width of laser radiation. The principle of operation of the device is based on the conversion of the intensity distribution of laser radiation in the beam cross section into digital codes by a photosensitive matrix converter and their subsequent processing by a computer. The SIEPH-2 meter, equipped with two measuring chambers, allows controlling the entire hyperbolic dependence of the beam diameter in the waist region in time due to the simultaneous measurement of the profile in four planes in this region. A variant of the corresponding scheme using four optical wedges, two diffuse reflecting screens and two cameras is shown in the fig.3.

In this case, on each screen, two beam profiles are created, corresponding to different sections of the main beam. Fig. 4 shows the images of 4 spots, in 4 planes of the beam, obtained by the SIEPH-2 measuring device. Each profile is processed using the software of the SIEPH-2 meter separately.

Parallel registration of the beam profile in four planes makes it possible to estimate not only the variation of both components of the divergence, but also the change in the beam quality in time, determined by the parameters M^2 and BPP , both for a continuous mode of operation, and for a pulse-periodic operation.

It is obvious, that the focal lengths of thermal lenses, determined by the above formulas, are very large and therefore inconvenient for constructing their time dependences $F_T(t)$ (all begin with infinity). Much more evident in this sense are the time dependences of the corresponding optical force $D(t)=1/F_T(t)$ of thermal lenses, which make it possible to estimate, in addition, the rate of increase of the optical force at different time intervals of generation. In our experience, it is most

диффузно-отражающих экранов и двух камер приведен на рис.3.

В данном случае на каждом экране создается по два профиля пучка, соответствующих различным сечениям основного пучка. На рис.4 даны изображения четырех пятен, в четырех плоскостях пучка, полученные измерителем СИЭПХ-2. Каждый профиль обрабатывается с помощью ПО измерителя СИЭПХ-2 по отдельности.

Параллельная регистрация профиля пучка в четырех плоскостях позволяет оценить не только изменение обеих составляющих расходимости, но и изменение во времени качества пучка, определяемого параметрами M^2 и BPP . Причем как для непрерывного режима работы, так и для импульсно-периодического.

Очевидно, что фокусные расстояния тепловых линз, определяемых по вышеприведенным формулам, очень велики и поэтому неудобны для построения их временных зависимостей $F_T(t)$ (все начинаются с бесконечности). Гораздо наглядней в этом смысле выглядят временные зависимости соответствующей оптической силы $D(t)=1/F_T(t)$ тепловых линз, позволяющие оценивать, кроме того, и скорость нарастания оптической силы на различных временных отрезках генерации. По нашему опыту, удобней всего оценивать оптическую силу тепловых линз в обратных километрах (км^{-1}).

В качестве иллюстрации описанной выше методики измерений на рис.5 приведена одна из реализаций изменения оптической силы положительной тепловой линзы, возникающей на выходной оптике одномодового волоконного лазера мощностью 1,7 кВт.

На начальном участке длительностью около 20 с оптическая сила нарастает со средней скоростью порядка $0,5 \text{ км}^{-1}/\text{с}$. Затем до конца 110-секунд-

ного пуска она остается примерно на одном уровне: $D(t) \approx 10 \text{ км}^{-1}$ (эквивалентное фокусное расстояние тепловой линзы $F_T(t) \approx 100 \text{ м}$).

У многомодового волоконного лазера мощностью 5 кВт изменения во времени геометрической расходимости, по нашим наблюдениям, выражены существенно менее. Но зато наблюдается заметное (порядка 7%) увеличение физической расходимости в течение первых секунд генерации.

Таким образом, параллельное измерение профиля сфокусированного пучка в четырех сечениях дает возможность контролировать деформации перетяжки сфокусированного пучка во времени. При этом ширина перетяжки коррелирует с изменениями физической расходимости, а смещения перетяжки вдоль оси пучка однозначно определяют изменения геометрической расходимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008 ЛАЗЕРЫ И ЛАЗЕРНЫЕ УСТАНОВКИ (СИСТЕМЫ). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 1.
2. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов. – М.: Издательский Дом "Интеллект", 2012.

convenient to evaluate the optical power of thermal lenses in reverse kilometers (км^{-1}).

As an illustration of the measurement procedure described above, Fig. 5 shows one of the realizations of the change in the optical power of a positive thermal lens arising on the output optics of a single-mode fiber laser with a power of 1.7 kW.

At an initial section of about 20 seconds, the optical force increases with an average speed of about $0.5 \text{ км}^{-1}/\text{s}$. Then, until the end of the 110-second start, it remains approximately at the same level $D(t) \approx 10 \text{ км}^{-1}$ (the equivalent focal length of the thermal lens $F_T(t) \approx 100 \text{ м}$).

In a multimode fiber laser with a power of 5 kW, the time variation of the geometric divergence, according to our observations, is much less pronounced. But there is a noticeable (about 7%) increase in physical divergence during the first seconds of generation.

Thus, the parallel measurement of the profile of the focused beam in four sections makes it possible to control the deformation of the waist of the focused beam in time. In this case, the width of the waist is correlated with changes in the physical divergence, and the waist shifts along the beam axis uniquely determine the changes in geometric divergence.