

Высокоэффективная компенсация действия термонаведенного двулучепреломления в активных элементах из стекла с неодимом

© В.А. Десяцков, Л.В. Десяцкова, В.И. Попов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

Приведены результаты исследований эффективности компенсации действия термонаведенного двулучепреломления в изотропных твердотельных лазерных активных средах для режимов высоких тепловых нагрузок. Даны рекомендации для практически полного устранения этого негативного эффекта в работе твердотельного лазера.

Ключевые слова: *твердотельный лазер, стекло с неодимом, термонаведенное двулучепреломление, лазерное излучение, деполяризация, компенсация, двулучепреломление.*

При разработке лазерных устройств импульсно-периодического действия на изотропных активных средах (стекло с неодимом Nd, АИГ:Nd и др.) необходимо учитывать негативный эффект от термонаведенного двулучепреломления в активных элементах (АЭ), особенно имеющих форму кругового цилиндра. Это двулучепреломление приводит к деполяризации первоначально поляризованного излучения при прохождении через АЭ. Если предполагается работа с поляризованным излучением, то его деполяризация приводит к энергетическим потерям излучения, ухудшению его выходных параметров. В связи с этим становится актуальной задача эффективной компенсации действия термонаведенного двулучепреломления в АЭ лазерных излучателей.

При осесимметричном распределении поглощенного излучения накачки в поперечном сечении АЭ и равномерном охлаждении его по боковой поверхности двулучепреломление имеет осесимметричную структуру. В каждой точке P сечения АЭ (рис. 1), удаленной на расстояние R от его оптической оси, двулучепреломление характеризуется радиальной n_r и тангенциальной n_t компонентами показателя преломления, которые зависят от удаленности точки P от оси АЭ. Суть способа компенсации, рассмотренного в работе [1], состоит в том, что усиливаемое поляризованное излучение, пройдя через термонапряженный АЭ, повторно пропускается через него (или аналогичный по оптическим характеристикам АЭ) после поворота ε_r - и ε_t -компонент поляризации на 90° . То есть перед повторным прохождением АЭ r - и t -компоненты меняются местами и после второго

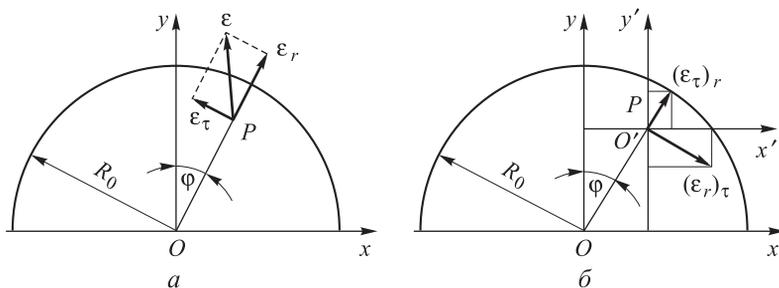


Рис. 1. Ориентация ε_r - и ε_τ -компонент электрического поля оптического излучения в термонапряженном АЭ после одного прохода (а) и после повторного прохода (б) через АЭ

прохода фрагментов пучка излучения по тем же траекториям разность оптических путей между ними устраняется. В результате устраняется и деполаризация усиливаемого излучения с поворотом на 90° его главных поляризационных компонент.

Таким образом, устранение деполаризации излучения может быть реализовано в двухкаскадной схеме с установкой вращателя плоскости поляризации (ВПП) излучения между АЭ (вариант 1) и в однокаскадной двухпроходовой схеме с поворотом на 90° компонент поляризации излучения перед повторным проходом через АЭ (вариант 2). Для вращения плоскости поляризации излучения в варианте 1 применяют, как правило, ВПП на 90° (ВПП- 90°), выполненный из кристаллического кварца. В варианте 2 используют фарадеевский ВПП излучения на 45° (ВПП = 45°) и возвратное плоское «глухое» зеркало, либо ВПП- 45° из кристаллического кварца и призмный отражатель. При этом призмный отражатель не должен искажать поляризацию проходящего излучения. Рассмотренный метод оптимален при полном совпадении траекторий лучей в АЭ после вращения плоскости поляризации.

Однако на практике это условие практически не реализуется. При больших тепловых нагрузках в АЭ наводятся достаточно сильные тепловые линзы, различные для r - и τ -компонент поляризаций, что приводит к нарушению требуемого условия. В связи с этим степень уменьшения деполаризации должна зависеть от оптической силы наводимых тепловых линз и их идентичности в обоих АЭ для варианта 1 и от взаимного расположения АЭ. Возможно, что за счет установки дополнительных корректирующих линз между АЭ влияние тепловых линз уменьшится.

Для определения соответствующих взаимосвязей проведен теоретический анализ по схеме, приведенной на рис. 2. Здесь АЭ представлены линзами с фокусными расстояниями f_r и f_τ , соответствующими r - и τ -компонентам поляризаций. Изменение показателя

преломления в радиальном направлении аппроксимировались параболическим законом

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{\alpha^2 r^2}{2} \right),$$

что достигается при однородном распределении источников теплоты в объеме АЭ и равномерном теплоотводе по боковой поверхности. Анализ проводили в приближении геометрической оптики. Составляли $ABCD$ -матрицу преобразования лучей для рассматриваемой оптической системы и определяли u - и v -параметры лучей на выходе для обеих компонент поляризации [2]. По этим параметрам строили профили волновых фронтов для составляющих поляризации и далее, суммируя эти поля по сечению пучков, находили результирующее поле.

Искомая матрица преобразования рассматриваемой системы определяется перемножением составных матриц:

$$M_\tau = \begin{vmatrix} l \cos \alpha_\tau & \frac{1}{n_0 \alpha_\tau} l \sin \alpha_\tau \\ -n_0 \alpha_\tau l \sin \alpha_\tau & l \cos \alpha_\tau \end{vmatrix},$$

где M_τ — матрица АЭ для τ -компоненты поляризации. Для r -компоненты поляризации индекс при α следует заменить на r .

Матрица первого воздушного промежутка

$$M_1 = \begin{vmatrix} 1 & T_1 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

Матрица корректирующей линзы (при ее отсутствии $1/f_k = 0$)

$$M_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ f_k^{-1} & 1 \end{vmatrix}.$$

Матрица второго воздушного промежутка

$$M_3 = \begin{vmatrix} 1 & T_2 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}.$$

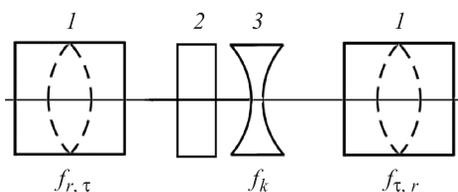


Рис. 2. Эквивалентная схема лазера с компенсацией действия термонаведенного двулучепреломления в АЭ:

1 — АЭ; 2 — ВПП-90°; 3 — корректирующая линза

Таким образом, матрица системы в режиме компенсации действия термически наведенного двулучепреломления

$$M_{\tau(r)}^{\Sigma} = M_{\tau(r)} M_3 M_2 M_1 M_{r(\tau)} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix}.$$

При рассмотрении коллимированного входного пучка, параллельного оси АЭ, выражения упрощаются и имеют вид

$$\begin{vmatrix} y_{\text{ВЫХ}} \\ v_{\text{ВЫХ}} \end{vmatrix} = M_{\tau(r)}^{\Sigma} \cdot \begin{vmatrix} y_{\text{ВХ}} \\ v_{\text{ВХ}} \end{vmatrix};$$

$$v_{\text{ВЫ}}^{\tau(r)} = C_{\tau(r)} y_{\text{ВХ}} + D_{\tau(r)} v_{\text{ВХ}} = C_{\tau(r)} y_{\text{ВХ}};$$

$$y_{\text{ВЫХ}}^{\tau(r)} = A_{\tau(r)} y_{\text{ВХ}} + B_{\tau(r)} v_{\text{ВХ}} = A_{\tau(r)} y_{\text{ВХ}}.$$

Здесь

$$A_{\tau} = \left(1 + \frac{T}{2f_k}\right) l \cos \alpha_r \cdot l \cos \alpha_{\tau} - \left(1 + \frac{T}{2f_k}\right) \frac{\alpha_r}{\alpha_{\tau}} l \sin \alpha_r \cdot l \sin \alpha_{\tau} + \frac{1}{f_k n_o \alpha_{\tau}} l \cos \alpha_r \cdot l \sin \alpha_{\tau} - \left(T + \frac{T^2}{4f_k}\right)_2 n_o \alpha_r l \sin \alpha_r \cdot l \cos \alpha_{\tau};$$

$$C_{\tau} = \left(1 + \frac{T}{2f_k}\right) n_o \alpha_{\tau} l \cos \alpha_r \cdot l \sin \alpha_{\tau} + \frac{1}{f_k} l \cos \alpha_r \cdot l \cos \alpha_{\tau} - \left(1 + \frac{T}{2f_k}\right) n_o \alpha_r l \sin \alpha_r \cdot l \cos \alpha_{\tau} + \left(T + \frac{T^2}{4f_k}\right) n_o^2 \alpha_r \alpha_{\tau} l \sin \alpha_r \cdot l \sin \alpha_{\tau}.$$

При переходе к r -компоненте необходимо поменять индексы r на τ и обратно.

Полученные выражения позволяют оценить значение и характер изменения поперечных размеров и радиусов кривизны волновых фронтов пучков лазерного излучения на выходе АЭ для коллимированного входного излучения в лазерных схемах с компенсацией действия термонаведенного двулучепреломления:

$$R_r = A_r \cdot y_{\text{ВХ}} \quad R_{\tau} = A_{\tau} \cdot y_{\text{ВХ}}.$$

Радиусы кривизны волновых фронтов для r - и τ -компонент поляризации на выходе АЭ соответственно равны $\frac{A_r}{C_r}$ и $\frac{A_\tau}{C_\tau}$ и примерно равны фокусным расстояниям соответствующих тепловых линз.

Анализ полученных выражений показывает, что при установке ВПП-90° между АЭ в двухкаскадной схеме излучение на выходе формируется в виде двух сходящихся световых пучков для r - и τ -компонент поляризации (рис. 3). Диаметры пучков и радиусы их волновых фронтов различны и изменяются по мере распространения. Следовательно, меняется и состояние поляризации излучающего поля. Однако при использовании корректирующей отрицательной линзы, оптическая сила которой

$$-\frac{1}{f_k} \approx \frac{1}{f_r} + \frac{1}{f_\tau},$$

состояние поляризации выходного излучения при его распространении после усилителя должно оставаться постоянным.

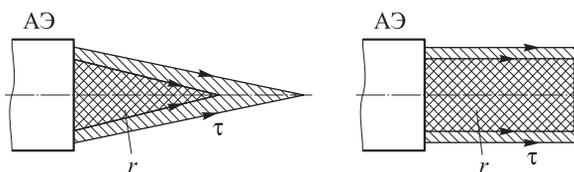


Рис. 3. Световые пучки (обозначены стрелками) после прохождения по термонапряженным АЭ (справа с отрицательной корректирующей линзой)

Оценка состояния поляризации усиливаемого излучения определяется степенью его деполаризации D , равной отношению энергий некомпенсированной доли излучения (согласно начальным условиям, y -компонента) к основной его части (x -компонента). Оценку данного состояния на выходе усилителя выполняли следующим образом. Сначала выделили общую для двух поляризаций (r и τ) выходного излучения область сечения пучков радиусом R_r , в которой для каждой точки P определяли x - и y -компоненты векторов ϵ_{r-} и $\epsilon_{\tau-}$ излучения. Далее к этим компонентам добавляли соответствующие компоненты с τ -поляризацией излучения из кольцевой области $R_r - R_\tau$.

Компоненты E'_x и E'_y электрического поля выходного излучения в общей для двух поляризаций области определяли по следующим формулам:

$$E'_x = \frac{R_0}{R_r} \varepsilon \sin^2 \varphi \sin(\omega t + \Delta\psi) + \frac{R_0}{R_\tau} \varepsilon \cos^2 \varphi \sin \omega t;$$

$$E'_y = \frac{1}{2} \frac{R_0}{R_r} \varepsilon \sin 2\varphi \sin(\omega t + \Delta\psi) + \frac{1}{2} \frac{R_0}{R_\tau} \varepsilon \sin 2\varphi \sin(\omega t + \pi).$$

Здесь R_0 — радиус входного пучка (равен радиусу АЭ); R_r , R_τ — радиусы пучков с r - и τ -компонентами поляризации в плоскости измерений; R_0/R_r и R_0/R_τ — учитывают изменение напряженности электрического поля при изменении диаметров пучков; ε — амплитуда напряженности электрического поля оптического излучения $E = \varepsilon \sin \omega t$; φ — угол между осью y и направлением на точку P .

Амплитуды компонент электрического поля выходного излучения

$$\varepsilon'_x = \varepsilon \sqrt{\left(\frac{R_0}{R_r}\right)^2 \sin^4 \varphi + \left(\frac{R_0}{R_\tau}\right)^2 \cos^4 \varphi + \frac{1}{2} \frac{R_0^2}{R_r R_\tau} \sin^2 2\varphi \cos \Delta\psi};$$

$$\varepsilon'_y = \frac{1}{2} \varepsilon \sin 2\varphi \sqrt{\left(\frac{R_0}{R_r}\right)^2 + \left(\frac{R_0}{R_\tau}\right)^2 - 2 \frac{R_0^2}{R_r R_\tau} \cos \Delta\psi}.$$

Соответствующие амплитуды компонент электрорического поля в кольцевой области R_r — R_τ

$$\varepsilon''_x = \varepsilon \frac{R_0}{R_\varphi} \cos^2 \varphi;$$

$$\varepsilon''_y = \frac{1}{2} \varepsilon \frac{R_0}{R_\varphi} \sin 2\varphi.$$

Фазовый сдвиг между волновыми фронтами перекрывающихся фрагментов поля с r - и τ -компонентами поляризации в плоскости измерения на расстоянии R от оси

$$\Delta\psi = 2\pi \frac{\Delta_r}{\lambda}.$$

Оптическая разность хода между волновыми фронтами поля с r - и τ -компонентами поляризации на высоте $R = R_r$

$$\Delta_r = \frac{R^2}{2} \left(\frac{C_r}{A_r} - \frac{C_\tau}{A_\tau} \right).$$

Значение деполяризации D выходного излучения определяется как отношение y - и x -компонент интенсивностей излучения на выходе из АЭ:

$$D = \frac{(\varepsilon'_y)^2 + (\varepsilon''_y)^2}{(\varepsilon'_x)^2 + (\varepsilon''_x)^2} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{R_r} (\varepsilon'_y)^2 R dR d\varphi + \int_0^{2\pi} \int_0^{R_\tau} (\varepsilon''_y)^2 R dR d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{R_r} (\varepsilon'_x)^2 R dR d\varphi + \int_0^{2\pi} \int_0^{R_\tau} (\varepsilon''_x)^2 R dR d\varphi}.$$

После интегрирования

$$D = \frac{1 - \frac{R_r^2}{R_r R_\tau} \frac{\sin \Delta\psi}{\Delta\psi}}{3 + \frac{R_r^2}{R_r R_\tau} \frac{\sin \Delta\psi}{\Delta\psi}}.$$

Это соотношение получено при предположении равенства усиления для обеих компонент поляризации в АЭ.

Для проведения оценочных расчетов с использованием полученных выражений выполнены измерения фокусных расстояний тепловых линз у АЭ ГЛС-32П диаметром 8 мм и освещиваемой длиной 120 мм при средней мощности накачки 225 Вт. Значения f'_r и f'' равнялись примерно 2,6 и 4,3 м, соответствующие им нелинейные коэффициенты $\alpha_r \approx 0,144 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^{-1}$ и $\alpha_\tau \approx 0,112 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^{-1}$. Результаты расчетов иллюстрируют рис. 4 и 5. На рис. 4 приведены зависимости параметров R_r , R_τ и Δ_r от расстояния T между АЭ для двух рассматриваемых вариантов: с ВПП-90° (рис. 4, а) и с ВПП-90° + корректирующая линза (рис. 4, б). На рис. 5 представлены зависимости $D = f(T)$ для рассмотренных вариантов схем компенсации действия термонаведенного лучепреломления. Видно, что наилучшая компенсация обеспечивается при максимальном уменьшении расстояния T между АЭ элементами и использовании в схеме корректирующей отрицательной линзы с оптической силой $-\frac{1}{f_k} \approx \frac{1}{f_r} + \frac{1}{f_\tau}$. Но поскольку

поперечные размеры выходных пучков излучения различны ($R_\tau > R_r$), полная компенсация действия деполяризации не достигается.

Экспериментальная проверка основных выводов теоретических исследований проводилась с АЭ ГЛС-32П, расположенном в зеркальном моноблочном одноламповом осветителе кругового сечения. АЭ возбуждался лампой накачки ИНП-7/120. Оба элемента охлаждались проточной дистиллированной водой. На рис. 6 приведены зави-

симости, характеризующие степень деполяризации проходящего через АЭ коллимированного плоскополяризованного излучения зондирующего Nd-лазера. Зависимость 1 получена при однократном прохождении излучения по термонапряженному АЭ, зависимость 2 соответствует двукратному прохождению излучения через этот же АЭ. Видно, что в случае двукратного прохождении излучения его предельная деполяризация наступает при мощности лампы накачки $P_H \approx 130$ Вт. Исследования выполнялись при отсутствии фильтрации коротковолновой компоненты спектра излучения лампы накачки.

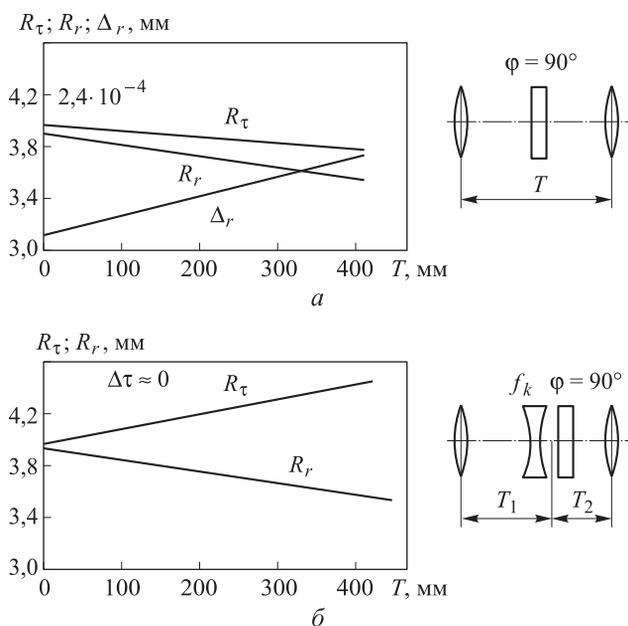


Рис. 4. Расчетные зависимости R_τ , R_r и Δ_r от T в схемах с компенсацией действия термонапряженного двулучепреломления ($T_1 = T_2 = T/2$):

a — ВПП-90°; b — ВПП-90°+ корректирующая линза

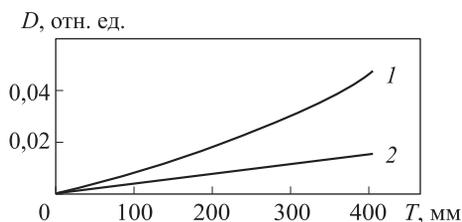


Рис. 5. Расчетные зависимости $D = f(T)$ в схемах с компенсацией действия термонапряженного двулучепреломления:

1 — с корректирующей линзой;
2 — без нее

При этом мощность накачки, при которой наступало разрушение АЭ, немного превышала 300 Вт.

Практическая реализация метода компенсации действия термически наведенного двулучепреломления осуществлялась для двух вариантов схем. Важным выводом теории явились хорошие результаты по компенсации действия двулучепреломления, реализуемые при малом расстоянии между АЭ ($T \approx 0$). Для проверки этого вывода изготовлен АЭ из неодимового стекла ГЛС-32П, состоящий из двух частей, между которыми установлен ВПП-90°. Результаты измерений показали, что при $P_n \approx 225$ Вт остаточная деполяризация излучения D не превышала 0,9%. Таким образом, применение составных АЭ в задающих лазерах импульсно-периодического действия позволяет получать улучшенные пространственно-энергетические параметры излучения.

Другая модификация метода компенсации действия термически наведенного двулучепреломления реализуется при повторном прохождении излучения через тот же АЭ при повороте на 90° r - и τ -компонент излучения. Для этого используются призма БкР-180° и ВПП-45° (рис. 7). Особенность призмы состоит в том, что она не деполяризует проходящее через нее излучение. Для того чтобы на обратном проходе через АЭ оптический путь для произвольного луча был идентичен предыдущему, лучи должны распространяться симметрично относительно плоскости симметрии квантрона, которая ориентирована так, что в ней расположены оси АЭ и лампы накачки.

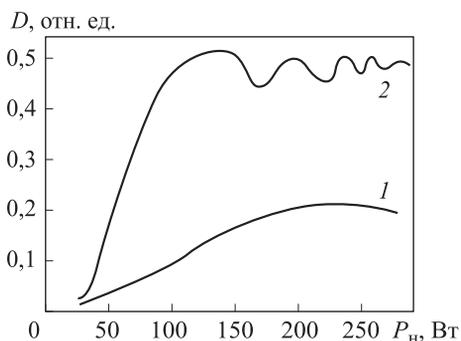


Рис. 6. Экспериментальные зависимости $D = f(P_n)$ при однократном (1) и двукратном (2) прохождении лазерного излучения через термонапряженный АЭ ГЛС-32П

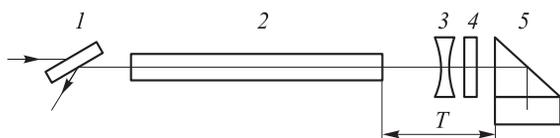


Рис. 7. Оптическая схема двухпроходного усилителя на АЭ ГЛС-32П с компенсацией действия термонаведенного двулучепреломления:

- 1 — поляризатор; 2 — АЭ, 3 — компенсирующая линза;
4 — ВПП-45°; 5 — призма БкР-180°

Это условие реализуется в том случае, если проекция ребра верхней грани призмы БкР-180° также совмещена с плоскостью симметрии квантрона. На рис. 8, 9 приведены экспериментальные зависимости $D = f(P_{\text{н}})$, полученные для T , равного 3, 11 и 27 см. При этом использовался тот же квантрон, что и в схеме измерения деполяризации излучения. В экспериментах с компенсацией действия тепловых линз применялась отрицательная линза с фокусным расстоянием $f_k \approx -4$ м. Необходимо отметить, что в двухпроходной схеме (см. рис. 7) излучение перед повторным проходом через АЭ дважды проходит через эту линзу, поэтому ее оптическая сила должна быть в 2 раза меньше расчетной. На рис. 9 приведена экспериментальная зависимость остаточной деполяризации излучения в рассматриваемой схеме от смещения оптической оси корректирующей линзы относительно плоскости симметрии квантрона.

Заключение. Приведенные результаты исследований показывают, что даже при предельных термических нагрузках на АЭ возможна практически полная компенсация действия термонаведенного двулучепреломления. Поскольку компоновка лазерных элементов, соответствующая схеме на рис. 7, является основным фрагментом как усилительной, так и генераторной схем лазеров, то полученные результаты могут быть использованы при создании мощных твердотельных лазеров импульсно-периодического действия.

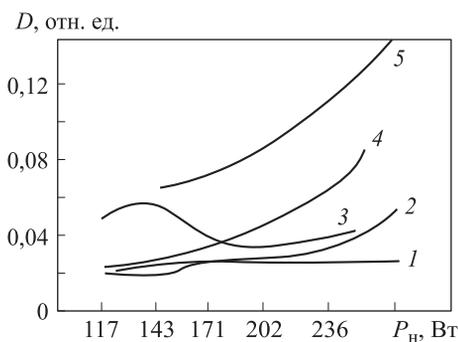


Рис. 8. Экспериментальные зависимости $D = f(P_{\text{н}})$ двухпроходного усилителя (по рис. 7):

1, 2 — $T = 3$ см; 3, 4 — $T = 11$ см;
5 — $T = 27$ см; 1 и 3 — с линзой $f_k \approx -4$ м

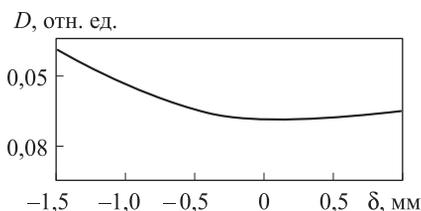


Рис. 9. Экспериментальная зависимость D двухпроходного усилителя (по рис. 7) от поперечного смещения δ

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Евдокимова В.Г., Мак А.А., Сомс Л.Н., Шафоростов А.И. О компенсации наведенного двулучепреломления в лазерных системах пассивными анизотропными элементами. *Квантовая электроника*, т. 2, № 9, 1975, с. 1915—1921.

- [2] Джеррард А., Берч Дж. М. *Введение в матричную оптику*. Москва, Мир, 1978, с. 164.

Статья поступила в редакцию 26.07.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Десяцков В.А., Десяцкова Л.В., Попов В.И. Высокоэффективная компенсация действия термонаведенного двулучепреломления в активных элементах из стекла с неодимом. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 9. URL: <http://engjournal.ru/catalog/pribor/optica/949.html>

Десяцков Владимир Александрович родился в 1947 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1971 г. Канд. техн. наук, доцент кафедры «Лазерные и оптико-электронные системы» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ и изобретений в области лазерной техники. e-mail: luwona@yandex.ru

Десяцкова Людмила Васильевна окончила МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1971 г. Научный сотрудник НИИ радиоэлектронной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 научных работ в области лазерной техники. e-mail: luwona@yandex.ru

Попов Виталий Игоревич родился в 1942 г., окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана в 1965 г. Начальник сектора НИИ радиоэлектроники и лазерной техники МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 публикаций в области радиоэлектроники и лазерной техники. e-mail: vifasn@yandex.ru