

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

07; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 12, 1990

© 1990 г.

ФОКУСИРУЮЩИЕ И ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ГРАДИЕНТНЫХ ЛИМЗ
НА ОСНОВЕ ЩЕЛОЧНОСИЛИКОГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ

Ю. А. Быковский, И. Г. Гончаров, М. Р. Гордова, А. П. Грачев, В. А. Золотарев, В. В. Сазаров

Градиентные цилиндрические линзы (ГЦЛ) с радиальным распределением показателя преломления находят широкое применение в многоканальных линиях волоконно-оптической связи, в устройствах согласования и спектрального уплотнения каналов информации. Особенности многоканальных систем требуют знания дисперсионных свойств используемых оптических элементов [1].

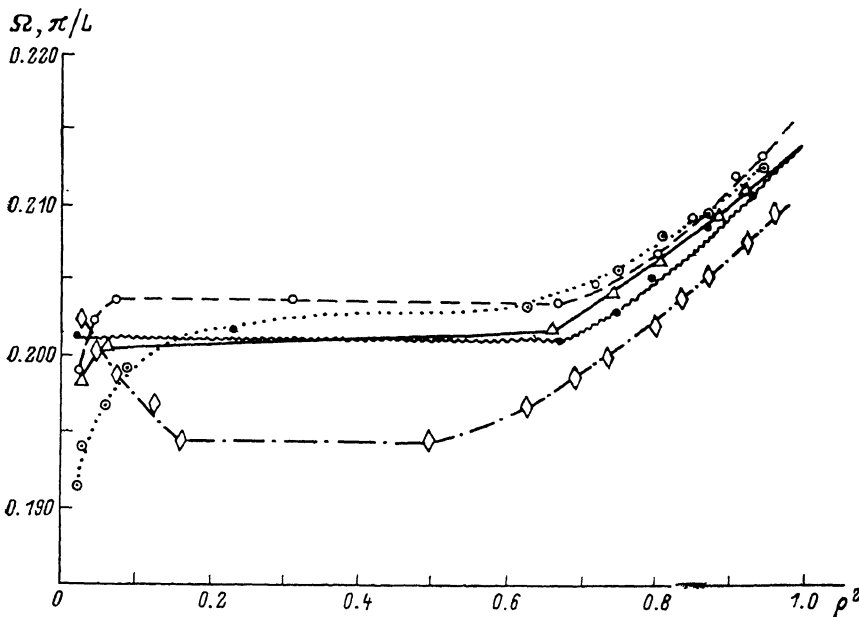
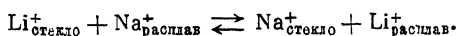


Рис. 1.

Для изготовления градиентных цилиндрических линз используются два основных типа стекол: таллиевосиликатные [2] и щелочносиликогерманатные [3]. ГЦЛ из таллиевосиликатного стекла характеризуются высокой хроматической аберрацией. Измерению острофокусирующих свойств и хроматических аберраций ГЦЛ из щелочносиликогерманатных стекол посвящена данная работа, ставшая возможной благодаря снижению сферических аберраций ГЦЛ в процессе ионнообменной диффузии в расплаве азотнокислых солей лития и натрия, обменивающихся ионами,



Возможность управления процессом формирования распределения показателя преломления позволяет создать градиентные линзы с радиальным профилем, близким к параболическому, и минимизировать сферические аберрации

$$n_r = n_0(1 - 1/2 g^2 r^2 + h_4 g^4 r^4), \tag{1}$$

где n_0 — показатель преломления на оси ГЦЛ, g и h_4 — положительные константы.

Отклонение от параболического распределения показателя преломления характеризует абберации ГЦЛ до третьего порядка для меридиональных (падающих на градан параллельно главной оптической оси) лучей.

Учет аббераций определяется соотношением

$$\Omega/g = 1 - 3/4 \cdot (h_4 - 2/3) (g^2 r^2 + b^2), \quad (2)$$

где Ω — постоянная распространения, θ — наклон луча после преломления на входном торце ГЦЛ.

Характеристикой оптического качества ГЦЛ при оценке аббераций является постоянная распространения Ω . Зависимости Ω (ρ^2) для исследуемых образцов ($\rho = r/R$), полученные на основе интерференционных измерений с использованием гелий-неонового лазера (с длиной

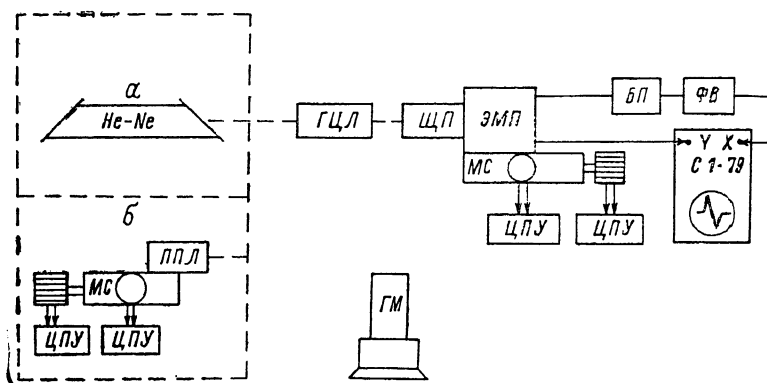


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки.

He—Ne лазер, ППЛ — полупроводниковый лазер, МС — микрометрический столик, ЦПУ — цифроресчетное устройство, ГЦЛ — градиентная цилиндрическая линза, ГМ — горизонтальный микроскоп, ЩП — щелевой фотоприемник, ЭМП — электромеханический преобразователь, БП — блок питания, ФВ — фазовращатель, осциллограф С1-79; λ , мкм: а — 0.63, 1.15; б — 0.85, 1.3.

волны 0.633 мкм) в схеме интерферометра Маха—Цендера [4], приведены на рис. 1. Видно, что изменение величины $\Delta\Omega/\Omega$ (0) в центральной части исследованных градиентных линз не превышает 2.0 %, а с учетом периферийной области ГЦЛ составляет 2.5 %.

Определение дисперсии параметров ГЦЛ проводилось на установке, схема которой представлена на рис. 2. Измерения были выполнены прямым методом без использования дополнительной оптики, обладающей собственной хроматической абберацией. Длина ГЦЛ составляла величину, несколько меньшую «четвертьволновой»

$$P = 2\pi/g(\lambda).$$

Основным элементом схемы являлся щелевой сканирующий фотоприемник [5], установленный на электромеханическом вибраторе, связанный через фазовращатель с горизонталь-

Т а б л и ц а 1

λ , мкм	n_0	g , мм ⁻¹	σ , мкм	\mathcal{H} , мкм	φ , мкм	P_1	NA
0.59	1.628						
0.63	1.626	0.2045	3010	2883	126 ± 1	0.2433	0.2494
0.85	1.614	0.2016	3080	2883	197	0.2398	0.2440
1.15	1.608	0.2010	3095	2883	212 ± 1	0.2391	0.2430
1.30	1.606	0.1997	3128	2884	244	0.2376	0.2405

Примечание. Длина ГЦЛ $L = 7475$ мкм, радиус ГЦЛ $R = 750$ мкм.

ной разверткой осциллографа. В качестве фотоприемника использовался полосковый полупроводниковый лазер, включенный как фотодиод и связанный с вертикальной разверткой осциллографа. В результате распределение излучения за выходным торцом ГЦЛ в различных сечениях могло регистрироваться с микронным разрешением по полю в 300 мкм. Расстояние

между торцами ГЦЛ — зеркалом полупроводникового лазера-источника и лазером-фото-приемником измерялось горизонтальным микроскопом с точностью 1 мкм.

Таким образом, на длинах волн 0.63 и 1.15 мкм процесс измерения сводился к определению вершинного отрезка \mathcal{S} от параллельного пучка гелий-неонового лазера с расходимостью 2×10^{-4} . На длинах волн 0.85 и 1.30 мкм полупроводниковых лазеров определялась зависимость положения l_1 изображения торца ППЛ, анализируемое сканирующим фотоприемником, от положения выходного зеркала ППЛ l_2 относительно торцов ГЦЛ. В обоих случаях точ-

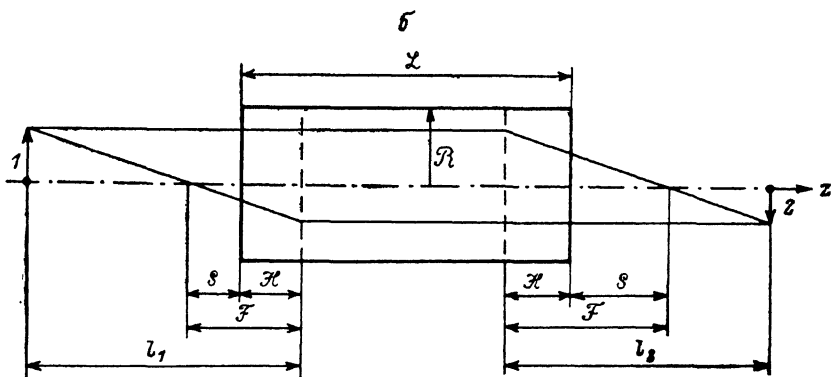
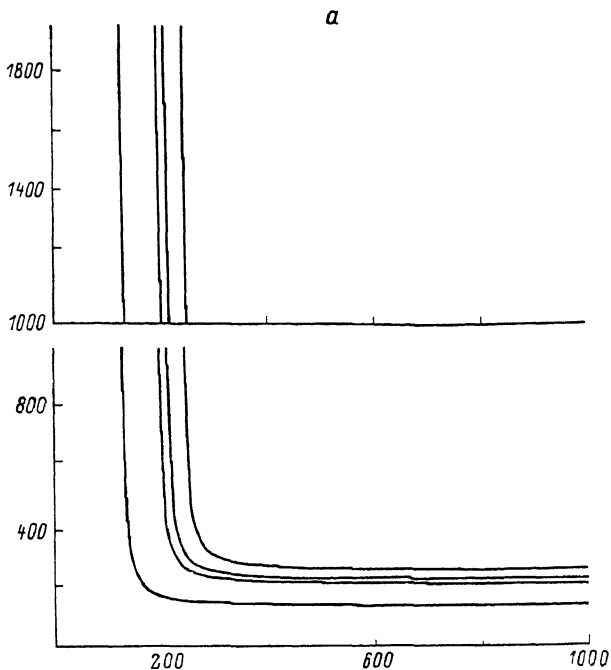


Рис. 3. Зависимости положения изображения торца ППЛ, анализируемое сканирующим щелевым фотоприемником ЩП, от положения выходного зеркала ППЛ относительно торцов ГЦЛ (а) и схема формирования изображения ГЦЛ (б) (l — предмет, z — изображение).

ность определения величин l_1 , l_2 , \mathcal{S} составила 1 мкм. На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости l_1 от l_2 для длин волн 0.85 и 1.30 мкм. Аппроксимация этих зависимостей на ЭВМ по методу наименьших квадратов позволила восстановить значения \mathcal{S} и фокусного расстояния \mathcal{F} из соотношения

$$l_1 = \mathcal{S} + \mathcal{F}/(l_2 - \mathcal{S}). \quad (3)$$

Полученные значения \mathcal{S} и \mathcal{F} приведены в табл. 1. Измеренные значения S для длин волн 0.63 и 1.15 мкм также приведены в табл. 1. При известном показателе преломления исходного материала $n_0(\lambda)$ эти значения позволяют рассчитать дисперсию параметра g из выражения

$$\mathcal{S} = [n_0 g \operatorname{tg}(g\mathcal{L})]^{-1}, \quad (4)$$

где \mathcal{L} — длина исходного графана.

Остальные параметры ГЦЛ (\mathcal{R} — положение главной плоскости, P_1 — часть периода, $NA = n_0 g R$ — числовая апертура) определяются формулами

$$\mathcal{R} = \left[n g \operatorname{ctg} \left(\frac{1}{2} g \mathcal{L} \right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$P_1 = \frac{2}{\pi} g \mathcal{L}, \quad (6)$$

$$\mathcal{F} = [n_0 g \sin (g \mathcal{L})]^{-1}. \quad (7)$$

Из (5)—(7) видно, что каждый параметр ГЦЛ зависит от n_0 и g , которые в свою очередь есть функции длины волны.

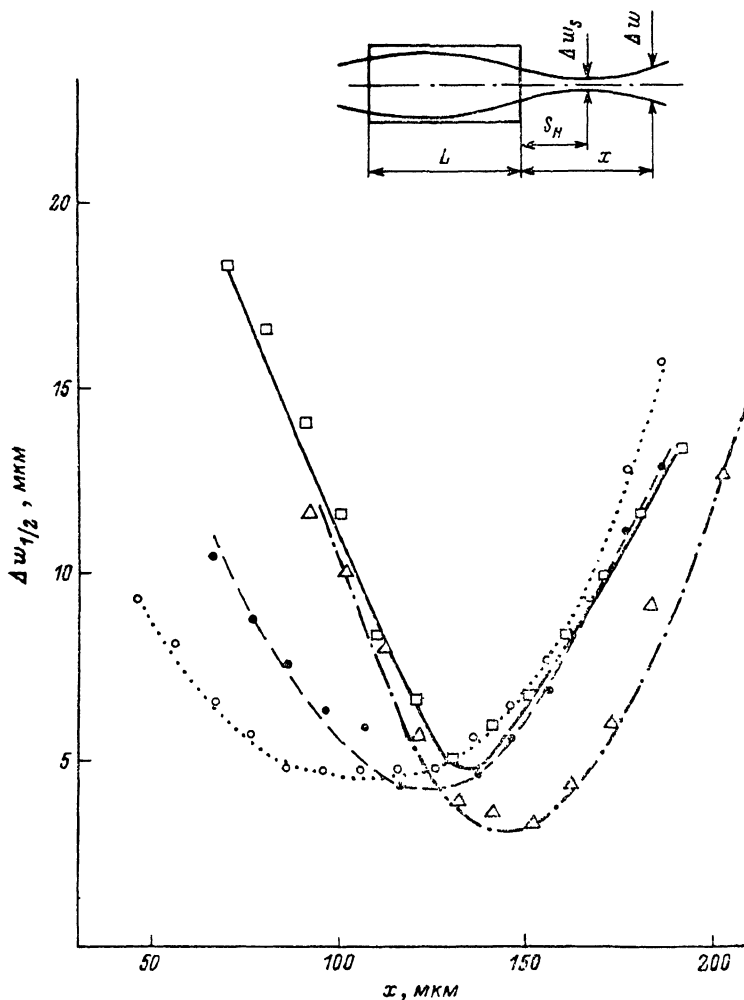


Рис. 4. Наустики световых полей вблизи $z = \mathcal{F}$ при падении на ГЦЛ параллельного пучка света.

Показатель преломления стекла, из которого изготавливались граданы, был измерен методом Аббе [8] также с использованием лазерных источников на разных длинах волн, что позволило найти зависимость $g(\lambda)$ (табл. 1), \mathcal{A} и \mathcal{B} в соотношении Коши

$$n(\lambda) = \mathcal{A} - \mathcal{B} \cdot \lambda^{-2}, \quad (8)$$

$$\mathcal{A} = 1.643, \quad \mathcal{B} = 5.187 \times 10^{-3}.$$

Из табл. 1 видно, что величина фокусного расстояния и вершинного отрезка ГЦЛ из щелочносиликогерманатного стекла при изменении длины волны от 0.63 до 1.30 мкм изменяется на 118 мкм.

Интересно отметить отсутствие дисперсии положения главной плоскости, которое характерно для ГЦЛ при $P_1 \approx 0.25 P$, так как для него дисперсия показателя преломления стекла компенсируется дисперсией параметра g .

Описанная установка позволила также измерить каустики световых полей при падении на ГЦЛ параллельного пучка света (рис. 4). В табл. 2 приведены расчетные и экспериментальные значения перетяжек ω на уровнях 0.5, e^{-1} , e^{-2} -сигнала.

Т а б л и ц а 2

λ , мкм	$\omega_{0.5}$, мкм		$\omega_{1/e}$, мкм		ω_{1/e^2} , мкм	
	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	эксперимент
0.63	1.31	2.4	1.54	3.2	2.06	6.8
1.15	2.46	4.6	2.89	6.8	3.88	9.4

Расчетное геометрическое место пересечения лучей, прошедших ГЦЛ, отличается от экспериментально определенного вершинного отрезка на 2 мкм. Следует отметить, что согласно теории Ломмеля [7] интенсивность сходящегося пучка падает на 20 % на расстоянии

$$\Delta z = \pm 3.2 \frac{\lambda}{2\pi} (NA)^{-1}$$

от геометрического места пересечения лучей. Величина Δz для исследуемого ГЦЛ составила 5.2 мкм, что превышает точность определения значения вершинного отрезка по предложенной нами методике.

В заключение отметим, что при проектировании волоконно-оптических систем с использованием ГЦЛ необходимо учитывать их дисперсионные свойства.

Список литературы

- [1] Tomlinson W. J. // Appl. Opt. 1980. Vol. 19. P. 1127—1138.
- [2] Суэмацу Я., Катаока С., Кисино К. и др. Основы оптоэлектроники. М.: Мир, 1988. С. 28.
- [3] Гречанис Л. А., Гордого М. Р., Сахаров В. В. и др. // Физика и химия стекла. 1982. Т. 8. № 2. С. 205—211.
- [4] Ильин В. Г., Ремизов Н. В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 2. С. 105—110.
- [5] Гончаров И. Г., Грачев А. П., Дедушенко К. Б. и др. А. С. 1157363. БИ № 19. 1985.
- [6] Heavens O. S. Optical Properties of Thin Solid Film. New York: Academic Press, 1955. 127 p.
- [7] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., Наука, 1973. 401 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
4 марта 1988 г.
В окончательной редакции
23 июля 1990 г.

ЭФФЕКТ УВЕЛИЧЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ АЛЮМИНИЕВОЙ ПЛЕНКИ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Б. А. Нечаев, А. И. Пушкарев, С. С. Сулакишин

Введение

При исследовании взаимодействия лазерного излучения с веществом большой интерес для изучения фундаментальных свойств твердого тела представляет область энергии излучения, недостаточная для плавления облученных образцов. Наряду с известными эффектами взаимодействия (нагрев, термоэлектронная эмиссия и фотоэффект [1]) обнаружены новые явления. При воздействии лазерным излучением с плотностью мощности около 20 МВт/см² на