

теплового самовоздействия будет внутренняя само- или дефокусировка.

Авторы выражают благодарность Е. Н. Антонову за помощь при проведении эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Т. В. Михина, А. П. Сухоруков, И. В. Томов. *ЖПС*, **15**, 1001 (1971).
2. M. Okada, Sh. Ieri. *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-7**, № 9, 469 (1971).
3. Ю. А. Горохов, Д. П. Криндач, А. П. Сухоруков. V Всесоюзная конференция по нелинейной оптике. Тезисы докладов. Кишинев, 1970.
4. А. И. Портнягин, А. П. Сухоруков, И. В. Томов, А. А. Шокин. V Всесоюзная конференция по нелинейной оптике. Тезисы докладов. Кишинев, 1970.
5. M. V. Hobden. *Opto-Electronics*, **1**, № 8, 159 (1969).
6. G. D. Boyd, D. A. Kleinman. *J. Appl. Phys.*, **39**, 3597 (1968).
7. G. J. Ernst, W. J. Witteman. *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-8**, № 3, 382 (1972).
8. K. F. Hulme, O. Jones, P. H. Davis, M. V. Hobden. *Appl. Phys. Letts*, **10**, № 4, 133 (1967).
9. А. П. Сухоруков. *УФН*, **101**, 81 (1970).
10. Ю. А. Горохов, Д. П. Криндач, А. Е. Новик, А. Н. Черкасов. «Вестник МГУ. Сер. III. Физика, астрономия», **13**, № 2, 170, 252 (1972).
11. Ю. А. Горохов, Д. П. Криндач. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 170 (1972).
12. M. W. Dowley, E. B. Hodges. *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-4**, № 10, 552 (1968).
13. M. W. Dowley. *Appl. Phys. Letts*, **13**, № 11, 395 (1968).
14. Г. М. Зверев, Е. А. Левчук, Э. К. Малдутис, В. А. Пашков. «Письма в ЖЭТФ», **11**, 177, (1970).

Поступило в редакцию 25 октября 1973 г.

УДК 621.378.35

В. Ф. Литвинов, А. С. Семенов, Т. Н. Тищенко

ПРОХОЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ПО СВЕТОПРОВОДУ

Одним из основных элементов оптоэлектронных схем является оптронная пара, состоящая из полупроводникового лазера или люминесцентного диода, связанного оптическим светопроводом с фотоприемником. Широкополосность оптоэлектронных устройств, в которых связь осуществляется с помощью светопроводов, и максимальная пропускная способность оптических волокон для передачи информации в значительной степени определяются частотными характеристиками каналов связи. При изучении частотных свойств оптических волокон в основном исследовалось уширение светового импульса при его прохождении через светопровод [1—3].

В данной работе исследовались волокна, предназначенные для оптической связи в ряде оптоэлектронных устройств. Изучалась деформация световых импульсов инжекционного лазера при прохождении их через волокна различной длины.

В качестве источника излучения использовались инжекционные лазеры на арсениде галлия, работающие при температуре 80 и 300 К. Для возбуждения диодов применялся генератор тока, который обеспечивал токовые импульсы амплитудой до 100 А при длительности, изменяемой в пределах от 0,2 до 100 нс [4]. В качестве приемника излучения использовался фотозлектронный регистратор ФЭР-2 с временным разрешением $\sim 2 \cdot 10^{-11}$ с. Исследуемые светопроводы представляли собой пучки оптических волокон длиной 0,6, 1,3, 2,5 и 2,8 м. Диаметр свето-

провода составлял 1,8 мм, диаметр отдельного волокна 40 мкм. Волокна были изготовлены из стекла с показателем преломления сердечника $n_c=1,61$ и оболочки $n_{об}=1,5$. Излучение лазера фокусировалось на полированный торец светопровода с помощью микробъективов.

Наибольший практический интерес представляет безлинзовый ввод излучения в волокно. Значительная расходимость излучения инжекционных лазеров и люминесцентных диодов приводит к распространению световых лучей под значительными углами к осевому направлению. Для пропускания таких внеосевых лучей используются волокна с боль-

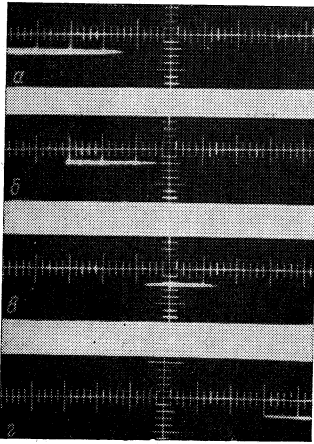


Рис. 1. Хронограммы задержки светового сигнала:

a — импульс излучения лазера; *б, в, г* — импульсы излучения, прошедшего через светопроводы длиной 0,6, 1,3 и 2,5 м соответственно. Длительность развертки 0,34 нс/дел.

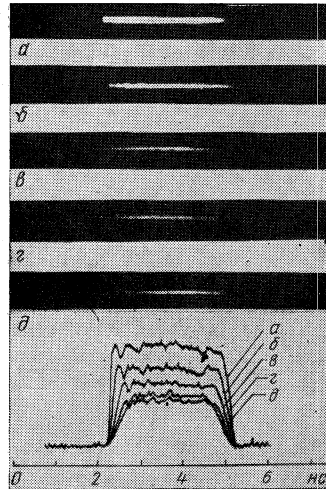


Рис. 2. Изменение фронта импульса излучения в зависимости от длины светопровода и угла ввода световых лучей в волокно:

a) излучение лазера; *б*) $L=0,6$ м, $\alpha=30^\circ$; *в*) $L=1,3$ м, $\alpha=30^\circ$; *г*) $L=2,8$ м, $\alpha=30^\circ$; *д*) $L=1,3$ м, $\alpha=70^\circ$.

шим значением $\Delta n = n_c - n_{об}$, что позволяет увеличить критический угол распространения θ . Однако применение волокон с большим значением Δn приводит к ухудшению их частотных свойств, поскольку нижний предел полосы пропускания обратно пропорционален разности $n_c - n_{об}$. Используя микробъективы с различной апертурой и естественную расходимость излучения лазера, можно изменять максимальный угол вхождения светового пучка α от 30 до 70° и соответственно наибольший угол наклона лучей к оси θ от 9° до критического, равного 21° .

Измерялось время распространения импульса света с кругизной фронта порядка 0,1 нс. Точное определение времени распространения импульса по волокну позволило выявить траекторию распространения сигнала.

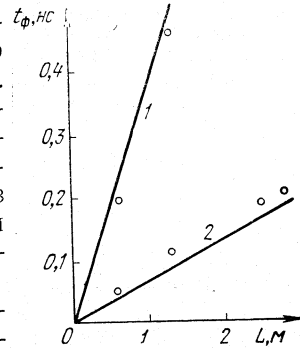
На рис. 1 представлены хронограммы задержки импульсов света. Измеренное время распространения начала светового импульса совпало со временем распространения сигнала вдоль оси волокна. В то же время длительность фронта прошедших импульсов (при заданной апертуре входящего пучка) увеличивалась для более длинных светопроводов. Это свидетельствует о том, что в отдельном волокне распространяются как осевые лучи, так и лучи, идущие под различными углами к продольной оси.

Частотные свойства светопровода определяются распыливанием фронта светового импульса при прохождении его по волокну. Распыливание импульса обусловлено различным временем распространения осевых и идущих под углом θ к оси волокна лучей. Максимальная задержка между такими лучами определяется формулой

$$t_{\Phi} = \frac{n_c L}{c} (\sec \theta - 1), \quad (1)$$

где $n_c = 1,61$ — показатель преломления в стекле; L — длина волокна; c — скорость света в вакууме.

На рис. 2 показаны хронограммы и результаты фотометрирования импульсов излучения, прошедших через волокна различной длины. Измерения длительности фронта показали, что в соответствии с (1) длительность фронта прямо пропорциональна длине световода. Частотные свойства волокна зависят также от угла вхождения световых лучей. Как видно из результатов фотометрирования хронограмм *в* и *д*, распыливание фронта увеличивается при увеличении угла α , соответственно этому уменьшается полоса пропускания волокна. При использовании световых пучков с малой угловой расходимостью не наблюдалось существенного распыливания переднего фронта, т. е. длительность фронта импульса, прошедшего через волокно, была весьма близка к длительности фронта лазерного импульса на входе светопровода.



На рис. 3 представлены результаты обработки фотохронограмм. Имеется достаточно хорошее согласие расчетных и экспериментальных значений.

Рис. 3. Теоретическая (—) и экспериментальная (O) зависимости изменения фронта импульса излучения от длины светопровода при $\alpha = 70^\circ$ (1) и 30° (2).

Представляет интерес прохождение через волокна коротких импульсов излучения лазера, работающего в пиковом режиме. Пички с периодом $\sim 2 \cdot 10^{-10}$ с, длительностью 80 ... 100 пс и с достаточно большой глубиной модуляции ($\sim 50 \dots 80\%$) проходили через светопровод длиной 0,6 м практически без искажений по длительности и глубине модуляции. Прохождение пичков через световод длиной 1,3 м приводило к уменьшению глубины модуляции и удлинению импульсов. Период следования пульсаций не зависел от длины волокна. Пиковая структура излучения не была обнаружена при прохождении светового импульса через волокна длиной 2,5 и 2,8 м.

При практическом использовании светопроводов для связи между отдельными блоками их обычно приходится изгибать. В работе изучалась зависимость длительности фронта импульса света от количества изгибов. Использовался светопровод с $L = 1,3$ м и радиусом изгиба 2 ... 3 мм, на много превышающим диаметр отдельного волокна. Количество изгибов изменялось от двух до шести. Полный угол вхождения лучей α составлял 30° , угол распространения $\theta \sim 9^\circ$. Было установлено, что длительность фронта возрастает с ростом числа изгибов и составляет 0,14, 0,17 и 0,22 нс для 2-х, 3-х и 6-ти изгибов. Это можно объяснить тем, что изгибы приводят к увеличению углов распространения лучей в волокне, а это, в свою очередь, вызывает удлинение фронта светового сигнала и соответственно сужение полосы пропускания световода.

В заключение отметим, что использованные светопроводы были изготовлены для связи источников излучения, имеющих широкую диаграмму направленности, с фотодетектором. Вследствие этого углы входа лучей и апертурный угол распространения лучей в волокнах были достаточно большими и, соответственно, минимальная полоса пропускания достаточно узкой. При использовании волокон с близкими значениями показателя преломления сердцевины и оболочки для передачи излучения с малой расходимостью полоса пропускания светопроводов существенно увеличивается.

Авторы благодарят В. В. Никитина за обсуждение результатов работы и Ю. П. Захарова за предоставление лазерных диодов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Williams, K. C. Kao. *Proc. IEEE*, **56**, 197 (1968).
2. К. С. Вульфсон, В. Г. Казачков, А. А. Малютин, М. Я. Щелев. «Светотехника», № 6, 8 (1969).
3. W. Gambling, R. Laybourn, M. Lee. «*Electronics Letts*», **6**, № 12, 364 (1970).
4. Л. Н. Курбатов, В. И. Молочев, В. В. Никитин, А. И. Шарин. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, № 6, 110 (1971).

Поступило в редакцию 25 октября 1973 г.

УДК 621.378.33+535.89

И. В. Черемискин, Т. К. Чехлова

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ ВОЛНОВОДНЫЙ ЛАЗЕР С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ И МОДУЛЯЦИЕЙ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ

В недавно вышедшей работе [1] исследован тонкопленочный волноводный лазер с распределенной обратной связью, полученной в результате модуляции коэффициента усиления в активной пленке. Накачка осуществлялась двумя сходящимися лучами второй гармоники рубинового лазера с $\lambda=0,347$ мкм, образующими интерференционную картину. При мощности накачки 250 кВт получена генерация с узкой шириной спектра излучения, перестраиваемая в пределах полосы люминесценции активного вещества.

В настоящей работе исследовался тонкопленочный волноводный лазер с распределенной обратной связью, в котором, в отличие от указанной работы, накачка осуществлялась через подложку. Это позволило, во-первых, более эффективно использовать излучение видимого диапазона ($\lambda=0,53$ мкм) для накачки лазера (коэффициент поглощения активного вещества родамина-6ж примерно на порядок больше для $\lambda=0,53$ мкм, чем для $\lambda=0,347$ мкм) и снизить мощность накачки до нескольких киловатт, во-вторых, сделать конструкцию лазера жесткой и не требующей юстировки интерферирующих пучков, сохранив при этом возможность перестройки частоты лазера.

Оптическая схема образования интерференционной картины показана на рис. 1. Луч света накачки через кварцевую призму и кварцевую пластинку падал на поверхность тонкой пленки АВ под углом полного внутреннего отражения. Положение луча подбиралось так, чтобы его ось проходила через точку С; тогда наложение падающего и отра-