

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

535.39

ВВЕДЕНИЕ В ИНТЕГРАЛЬНУЮ ОПТИКУ *)*Г. Когельник*

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|-----|
| 1. Введение | 695 |
| 2. Диэлектрические волноводы | 696 |
| а) Несимметричный многослойный волновод (697). б) Эффективная толщина волновода (700). в) Полосковые волноводы (704). | |
| 3. Использование связанных волн и периодических структур | 703 |
| а) Однонаправленная связь волноводных мод (704). б) Разнонаправленная связь волноводных мод (704). в) Периодические структуры (705). г) Связь с излучательными модами (706). | |
| 4. Технология изготовления | 706 |
| а) Изготовление пленок (707). б) Изготовление конфигураций схем с помощью сканирующей электронной микроскопии (707). в) Изготовление дифракционных решеток с помощью интерференции лазерных лучей (709). г) Методы травления с высоким разрешением (709). | |
| 5. Элементы | 710 |
| а) Вводные устройства (710). б) Направленные ответвители (714). в) Фильтры (712). г) Модуляторы (712). д) Дефлекторы света (714). е) Лазеры (716). | |
| 6. Заключение | 718 |
| Цитированная литература | 718 |

1. ВВЕДЕНИЕ

Прошло пять лет с тех пор, когда появилось понятие «интегральная оптика»¹, и сейчас исследования в этой области проводятся во все увеличивающемся числе промышленных, государственных и университетских лабораторий. Для читателя, интересующегося этим вопросом, уже имеется ряд обзорных статей²⁻⁵, в которых рассматривается как история, так и принципы этого нового направления. Цель данной работы состоит в том, чтобы дать читателю введение в интегральную оптику и проиллюстрировать современные работы в этом направлении. Хотя здесь и не делается попытка представить полный обзор работ по интегральной оптике, мы постараемся собрать вместе главные идеи и аргументы, которые побудили и стимулировали работы в этой области.

Очевидно, что одна из движущих сил развития работ по интегральной оптике вытекает из перспектив создания световодных линий передачи

*) Herwig Kogelnik, An Introduction to Integrated Optics, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques MTT-23, 2 (1975). Перевод А. С. Семенова и В. Л. Смирнова.

Г. Когельник — сотрудник лабораторий «Белл», член Института инженеров-электриков и электроники.

© The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., 1975.

© Перевод на русский язык, Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1977 г.

информации⁶, которые основаны на недавних достижениях в разработке световодов с малыми потерями. Интегральная оптика сможет в свое время обеспечить схемы и элементы для повторителей в этих системах, в частности, когда потребуются большие скорости передачи, кроме того, она сможет показать свои возможности при уплотнении каналов передачи за счет использования разных длин волн или для переключения оптических сигналов. Следовательно, наиболее интересным спектральным диапазоном является видимый и ближний инфракрасный, в котором потери световодов малы. Ведутся работы также в области 10,6 мкм — длины волны CO₂-лазера, где необходимы усовершенствования приборов для передачи и обработки сигналов лазерных локаторов.

Область, определяемая названием «интегральная оптика», постепенно расширяется и сейчас она включает в себя все исследования, направленные на использование волноводной технологии для создания новых или усовершенствования оптических приборов. С нею связана разработка компактных и миниатюрных элементов и надежды, что малые размеры обеспечат большую надежность, лучшую механическую и температурную стабильность, уменьшение потребления энергии и управляющих напряжений в активных приборах. Кроме того, имеется также возможность интеграции, т. е. возможность объединения нескольких волноводных элементов и создания более сложных схем на общей подложке или на отдельных таблетках (chips). Тем не менее, некоторые новые волноводные приборы, например, лазеры и модуляторы, могут успешно конкурировать по своим индивидуальным качествам с их объемными оптическими эквивалентами.

Волноводы, используемые в интегральной оптике, являются диэлектрическими волноводами, изготовленными обычно в виде планарной пленки или полоски с показателем преломления выше, чем у подложки. Механизм распространения волны в волноводе основан на явлении полного внутреннего отражения. Типичная разность показателей преломления между материалом собственно волновода и его оболочки составляет 10^{-3} — 10^{-2} ; также желательно, чтобы потери света в волноводе были менее 1 дб/см.

Технология изготовления волноводов напоминает технологию производства электронных интегральных схем. Преобладают планарные структуры и используется фотолитографическая техника. Естественно, имеются и новые требования, особенно жесткие, когда необходимо обеспечить шероховатость границы световедущего слоя менее чем в 500 Å, чтобы удерживать потери на рассеяние света на приемлемом уровне.

Элементы, о которых идет речь, являются двойниками подобных микроволновых и оптических приборов. Это устройства связи, соединители, направленные ответвители, фильтры, уплотнители длины волны, а также активные элементы, такие как модуляторы, переключатели, дефлекторы света и лазеры. Последние разделы статьи проиллюстрируют более детально новые разработки элементов, а в начале статьи дан краткий обзор характеристик диэлектрических волноводов.

2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ

Свойства диэлектрических волноводов весьма подробно обсуждались как в цитированных обзорных статьях²⁻⁵, так и в новых книгах по этому вопросу⁷⁻⁹. Планарный многослойный волновод является простейшей волноводной структурой, которая наиболее широко используется в интегральной оптике. Мы используем его далее для того, чтобы пояснить основные характеристики диэлектрических волноводов.

а) Несимметричный многослойный волновод

Планарная несимметричная многослойная волноводная структура показана на рис. 1. Она состоит из пленки толщиной f (составляющей обычно доли микрона) с показателем преломления n_f и прилегающих к пленке сверху и снизу сред с меньшими показателями преломления n_c и n_s соответственно, причем

$$n_f > n_s \geq n_c. \quad (1)$$

Структура называется несимметричной, если $n_s \neq n_c$, и симметричной, когда $n_s = n_c$.

В диэлектрических волноводах различаются два типа электромагнитных мод — волноводные моды и излучательные моды. Согласно Тину⁴, чтобы различить эти два типа волн, можно использовать лучевое представление (рис. 2). На рисунке показан ход световых лучей, падающих на структуру при все возрастающих углах падения. На рис. 2, а падающий луч проходит через всю структуру. На своем пути он преломляется согласно закону Снеллиуса:

$$n_f \sin \theta_f = n_s \sin \theta_s = n_c \sin \theta_c. \quad (2)$$

Свет, выходящий из структуры в этом случае, ассоциируется с излучательными модами. Когда луч света падает под углом, большим угла θ_c , имеет место ситуация, показанная на рис. 2, б. Преломление в этом случае происходит лишь на границе подложка — пленка, а на границе пленка —

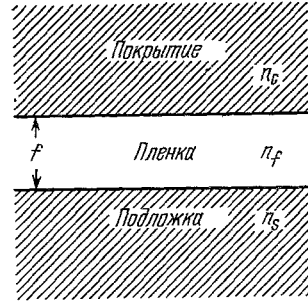


Рис. 1. Схематическое изображение несимметричного диэлектрического многослойного волновода.

верхнее покрытие угол падения превышает критический угол, свет на ней полностью отражается и выходит обратно через подложку. На рис. 2, в угол $\theta = \theta_f$ еще больше, он превышает критические углы на границах пленка — подложка и пленка — покрытие, в результате чего имеет место полное внутреннее отражение на обеих границах. Свет, канализируемый в пленке, соответствует волноводной моде структуры.

Согласно этой зигзагообразной модели волноводная мода представляется плоской волной, распространяющейся по зигзагообразному пути в пленке. Амплитуда поля вдоль координаты z описывается выражением вида $e^{\alpha(-j\beta z)}$ с константой распространения β , связанной с углом зигзага θ как

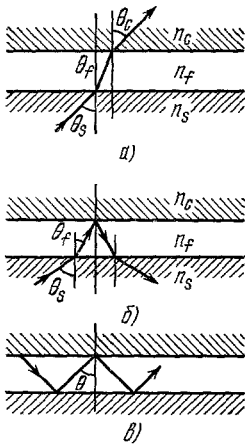
$$\beta = kn_f \sin \theta, \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, λ — длина волны излучения в вакууме, ω — циклическая частота, c — скорость света. Уравнение (3) и критический угол определяют границы величины β :

$$kn_s < \beta < kn_f. \quad (4)$$

Рис. 2. Ход световых лучей при наличии радиационных мод (а), мод подложки (б) и волноводных мод (в) в диэлектрическом многослойном волноводе.

Нижняя граница достигается при отсечке, т. е. при критическом угле, а верхняя граница — для скользящих углов падения θ . На рис. 3 пред-



ставлена типичная $\omega - \beta$ -диаграмма для первых трех мод (обозначенных 0, 1 и 2), которая показывает изменение β от частоты ω (или от относительной толщины пленки). Обычно имеется дискретный спектр волноводных мод и непрерывный спектр излучательных мод.

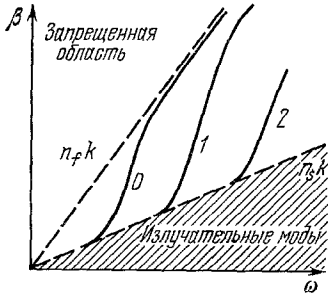


Рис. 3. Типичная $\omega - \beta$ -диаграмма для диэлектрических многослойных волноводов. Представлены три дискретные волноводные моды.

В описании диэлектрических волноводов часто удобно вводить эффективный показатель преломления волновода N , который связан с константой распространения β как

$$N = \frac{\beta}{k} = n_f \sin \theta. \tag{5}$$

Его значения ограничены показателями преломления подложки и пленки

$$n_s < N < n_f. \tag{6}$$

Позже мы применим этот эффективный показатель для случая полоскового волновода.

В то время как в пленке поле волноводной моды может быть рассмотрено как зигзагообразная плоская волна, в подложке и в покрытии имеются бесконечно слабые поля, которые затухают как $\exp(-\gamma x)$. Выражения для констант затухания γ_s и γ_c получаются из уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \gamma_s^2 &= k^2 (N^2 - n_s^2), \\ \gamma_c^2 &= k^2 (N^2 - n_c^2), \end{aligned} \tag{7}$$

где индексы s и c относятся к подложке и покрытию соответственно.

Зигзагообразную модель можно использовать для определения константы распространения волноводной моды, если учитывать сдвиг фазы, который имеет место при полном отражении плоских волн. Сдвиги фазы $2\varphi_s$ и $2\varphi_c$ на границах пленка — подложка и пленка — покрытие выражаются в виде ⁴

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}^2 \varphi_s &= \frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - N^2}, \\ \operatorname{tg}^2 \varphi_c &= \frac{N^2 - n_c^2}{n_f^2 - N^2} \end{aligned}$$

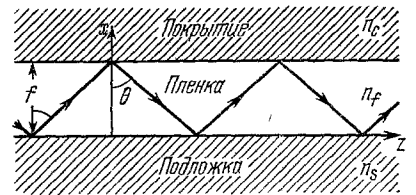


Рис. 4. Зигзагообразная модель распространения волны в многослойном волноводе.

для волн TE -поляризации, т. е. для электрических полей, перпендикулярных к плоскости падения.

На рис. 4 показана зигзагообразная модель и выбранная система координат. Чтобы получить самосогласованное решение, соответствующее волноводной моде, необходимо, чтобы фазовые сдвиги, накапливающиеся на одном полном зигзаге, складываясь, достигали величины, кратной 2π . Фазовый сдвиг, соответствующий одному пересечению пленки (в направлении x), равен $kn_f f \cos \theta$. Для полного зигзага

$$2kn_f f \cos \theta - 2\varphi_s - 2\varphi_c = 2m\pi. \tag{9}$$

Это выражение представляет собой дисперсионное соотношение, которое определяет $\beta(\omega)$. Приближенное решение его имеется в работе ¹⁰, но в общем случае это выражение необходимо решать численным методом. Чтобы численные результаты были универсальными, следует ввести ряд нормированных параметров волновода. Первым из них является

нормированная толщина пленки V , определенная как

$$V = kf\sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \tag{10}$$

и вторым является мера асимметрии структуры ¹¹, представленная в виде

$$a = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2}. \tag{11}$$

Последний параметр относится к TE -модам, и его значение изменяется от нуля в случае симметрии ($n_s = n_c$) до бесконечности в случае сильной

Мера асимметрии для TE -мод (a_E) и TM -мод (a_M)

| Волновод | n_s | n_f | n_c | a_E | a_M |
|--|-------|-------|-------|-------|--------|
| CaAlAs, двойная гетеро-структура | 3,55 | 3,6 | 3,55 | 0 | 0 |
| Распыленное стекло | 1,545 | 1,62 | 1 | 3,9 | 27,2 |
| LiNbO ₃ , обратная диффузия | 2,214 | 2,215 | 1 | 881 | 21,206 |

асимметрии ($n_s \neq n_c$ и $n_s \rightarrow n_f$). Для иллюстрации в таблице представлены показатели преломления нескольких реальных волноводных структур вместе со значениями меры асимметрии (a_E). Третьим нормированным параметром волновода является «нормированный показатель преломления волновода» b , связанный с эффективным показателем преломления N в виде

$$b = \frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2}. \tag{12}$$

Параметр b равен нулю при отсечке, а максимальное значение его равно единице. На рис. 5 показана зависимость параметра b от нормированной толщины пленки V (которая также пропорциональна ω) для различных значений меры асимметрии волноводной структуры. Представлены кривые для первых трех TE -мод. Этот график весьма схож с $\omega - \beta$ -диаграммой, особенно если мы используем простое линейное соотношение

$$N \approx n_c + b(n_f - n_s), \tag{13}$$

когда разность между показателями преломления пленки и подложки мала ($n_f \approx n_s$). В последнем случае диаграмма, представленная на рис. 5, может быть также применена для TM -мод, если определить меру асимметрии a несколько иным образом, а именно, как в ¹¹:

$$a = \frac{n_f^4(n_s^2 - n_c^2)}{n_s^4(n_f^2 - n_s^2)}. \tag{14}$$

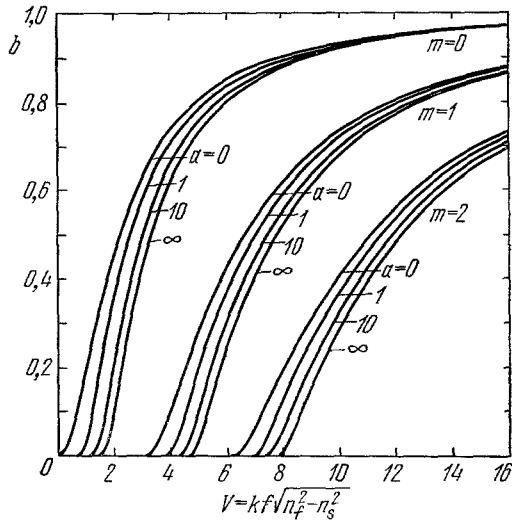


Рис. 5. Зависимость нормированного показателя преломления волновода b от нормированной толщины пленки (или частоты) V для многослойных волноводов с различной степенью асимметрии ¹¹.

В таблицу внесены значения определенной так меры асимметрии a_M для TM -мод.

Рис. 5 иллюстрирует тот факт, что основная мода симметричного волновода не имеет отсечки. Значение отсечки V_0 для основной моды несимметричного волновода получается из дисперсионного уравнения в виде

$$V_0 = \operatorname{arctg} \sqrt{a}. \quad (15)$$

Это выражение можно представить через значения толщины пленки и длину волны:

$$\left(\frac{f}{\lambda}\right)_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{n_f^2 - n_s^2}} \operatorname{arctg} \sqrt{a}. \quad (16)$$

В волноводе больших размеров может распространяться много мод, причем число m разрешенных волноводных мод, представленное как

$$m = \frac{2f}{\lambda} \sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \quad (17)$$

не зависит от степени асимметрии.

б) Эффективная толщина волновода

На рис. 4 стрелки были отождествлены с волновыми нормальными плоских волн, распространяющихся зигзагообразно. В случае, когда исследуются явления в волноводе, связанные с обменом или потоком энергии, следует сделать еще один шаг и рассмотреть поведение волновых пакетов или лучей. Они показаны на рис. 6. Барки¹² отметил, что эта картина распространения лучей должна включать в себя сдвиги Гуса — Ханчена, которые имеют место при полном отражении на границах пленка —

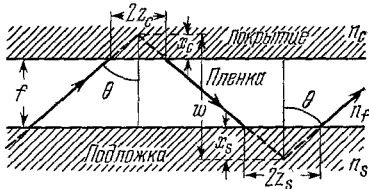


Рис. 6. Зигзагообразная модель распространения волны в многослойном волноводе с учетом сдвигов Гуса — Ханчена.

подложка и пленка — покрытие. Эти пространственные сдвиги лучей $2z_s$ и $2z_c$ показаны на рис. 6. Можно показать¹³, что сдвиг отраженного волнового пакета связан с производной фазовых сдвигов φ_s и φ_c :

$$z_s = \frac{d\varphi_s}{d\beta} = \frac{1}{\gamma_s} \operatorname{tg} \theta, \quad (18)$$

$$z_c = \frac{d\varphi_c}{d\beta} = \frac{1}{\gamma_c} \operatorname{tg} \theta.$$

Здесь члены справа относятся к TE -модам. Эти выражения являются пространственным аналогом соотношения $d\omega/d\beta$ для групповой скорости, которое следует из рассмотрения деформирующихся во времени волновых пакетов в диспергирующей среде. Вследствие этого сдвига луч как бы проникает в подложку и верхнюю среду, как это показано на рисунке. Вычислим из (18) эффективные значения глубины его проникновения x_s и x_c :

$$x_s = \frac{1}{\gamma_s}, \quad (19)$$

$$x_c = \frac{1}{\gamma_c}.$$

Как следует из закона затухания с константой затухания γ , имеется тесная связь между проникновением луча в подложку и покрытие и существованием бесконечно слабых полей в окружающих волновод средах.

Поскольку имеет место проникновение лучей, то волновод имеет эффективную толщину w

$$w = f + \frac{1}{\gamma_s} + \frac{1}{\gamma_c}, \quad (20)$$

которая больше действительной толщины f и которая всегда возникает как характеристический параметр, когда рассматриваются вопросы обмена энергии.

Нормированная толщина волновода W показана на рис. 7:

$$W = kw \sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad (21)$$

для TE -мод несимметричного многослойного волновода при различных значениях степени асимметрии ¹¹. Этот рисунок также показывает степень ограничения размеров области распространения света, которую можно достичь в диэлектрическом волноводе. На графике наблюдается широкий минимум $W = 4,4$ при $V = 2,55$, имеющий место при $a = \infty$. Это означает, что минимально достижимая эффективная толщина

$$\frac{w_{\min}}{\lambda} = \frac{0,7}{\sqrt{n_f^2 - n_s^2}} \quad (22)$$

является функцией разности показателей преломления между пленкой и подложкой. При $n_s = 1,5$ и $n_f = 1,6$ величина $w_{\min} \approx 1,3 \lambda$.

в) Полосковые волноводы

Планерный многослойный волновод не обеспечивает удержание света в плоскости пленки. Для некоторых приборов это удержание света не является необходимым, а для других оно даже нежелательно. Примерами последних служат такие планарные приборы, как тонкопленочные акустооптические модуляторы света ¹⁴ и планарные тонкопленочные линзы и призмы, предложенные для оптической обработки информации ^{15, 16}. Полосковые волноводы обеспечивают удержание света в плоскости пленки. В некоторых активных приборах, таких как лазеры и модуляторы, это добавочное ограничение области распространения света очень желательно, так как оно ведет к уменьшению управляющего напряжения и потребляемой энергии. Значительное число приборов может быть изготовлено, а некоторые уже сделаны, как в планарной, так и в полосковой геометрии. Примером этого являются направленные ответвители, которые можно сделать, изготовляя два полосковых волновода, близко расположенных друг к другу, или разделяя два планарных многослойных волновода тонким слоем вещества с более низким показателем преломления ¹⁷. Обычно полагают, что планарные приборы легче в изготовлении, тогда как полосковые элементы обеспечивают большую компактность и универсальность.

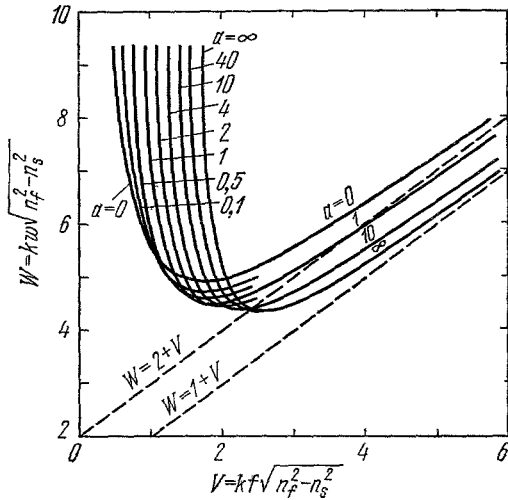


Рис. 7. Зависимость нормированной эффективной толщины волновода W от нормированной частоты V для многослойных волнопроводов с различной степенью асимметрии ¹¹.

Полосковые волноводы могут быть сделаны различными путями. На рис. 8 показаны четыре примера возможных полосковых волноводов (в сечении $x - y$), которые имеют типичную ширину несколько микрон. На рис. 8, а показан приподнятый полосковый волновод, который может быть изготовлен из многослойного волновода при маскировании полоски и удалении окружающей пленки обратным распылением, ионно-лучевым или химическим травлением. Волновод в виде плоского гребня (рис. 8, б) изготовлен тем же самым способом, что и приподнятая полоска, но при неполном удалении окружающей пленки. Встроенная полоска (рис. 8, в) может быть изготовлена ионной имплантацией через маску с прорезью. Волновод с наложенной полоской (рис. 8, г) образуется нанесением полоски материала с меньшим показателем преломления $n_c < n_f$ на многослойный волновод. Для простоты на рисунках показано скачкообразное

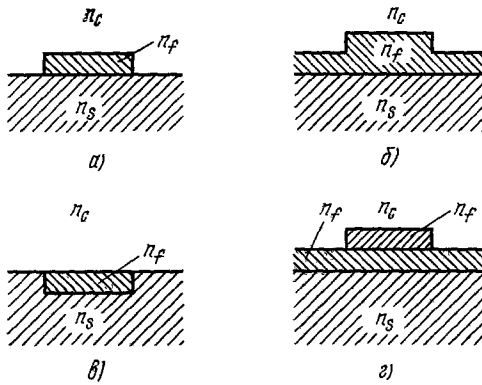


Рис. 8. Поперечные сечения различных конфигураций полосковых волноводов. а) Приподнятая полоска, б) волновод в виде гребня, в) встроенная полоска, г) волновод с наложенной полоской.

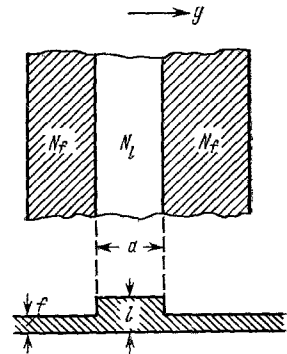


Рис. 9. Схема, иллюстрирующая применение метода эффективного показателя преломления к гребенчатому волноводу.

изменение показателя преломления или толщины пленки. Однако некоторые методы изготовления, такие как диффузия через маску, приводят к плавным изменениям показателя преломления на границах волновода.

Волновод в виде гребня является, конечно, близким аналогом световода, изготовленного только из одного вещества¹⁸. И гребенчатый (или «ребристый») волновод^{19, 20}, и волновод с наложенной полоской^{21, 22} были предложены благодаря перспективе снизить при их изготовлении строгие требования на пространственное разрешение материала и гладкость краев. Оба вида волновода используют окружающую среду, в которой распространяется излучение, т. е. окружающий слоеный волновод с одной, по крайней мере, разрешенной модой.

Точного аналитического решения для мод полоскового волновода не существует. Численные расчеты были сделаны для прямоугольных диэлектрических волноводов, встроенных в однородную окружающую среду^{23, 24}, а Маркатили^{10, 25} дал приближенные решения, применимые к большому числу видов полосковых волноводов, работающих достаточно далеко от отсечки.

Метод эффективного показателя преломления является другим простым путем для получения сколь-нибудь справедливых предсказаний характеристик полосковых волноводов, таких как гребенчатый и с наложенной полоской. Он был использован для предсказания характеристик тонкопленочных призм и линз^{15, 16} и волноводов с наложенной полоской²

и дал хорошее согласие с экспериментальными результатами. На рис. 9 этот метод схематически изображен для гребенчатых волноводов.

В соответствии с наличием области гребня с одной стороны и окружающей среды с другой, рассмотрим два безграничных волновода толщиной l и f и нормированной толщиной V_l и V_f соответственно. Эти параметры используются для определения соответствующих показателей преломления волновода b_l и b_f и эффективных показателей преломления N_l и N_f , например, из рис. 5. Чтобы предсказать характеристики волновода в направлении y , рассмотрим симметричный многослойный волновод с толщиной, равной ширине гребня a , и показателем преломления подложки N_f и пленки N_l , как это показано на рис. 9. К этому «эквивалентному» волноводу можно применить все результаты, имеющиеся для многослойных волноводов, и получить оценки величин, интересных с точки зрения эксперимента, например, можно определить из (17) число волноводных мод m_y , разрешенных в направлении y :

$$m_y = \frac{2a}{\lambda} \sqrt{N_l^2 - N_f^2} = \frac{2a}{\lambda} \sqrt{(n_f^2 - n_s^2)(b_l - b_f)} \quad (23)$$

или, используя (21) вместе с рис. 7, определить минимальную эффективную ширину $w_{y \min}$ в направлении y :

$$W_{y \min} = k w_{y \min} \sqrt{N_l^2 - N_f^2} = k w_{y \min} \sqrt{(n_f^2 - n_s^2)(b_l - b_f)} \approx 5. \quad (24)$$

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВЯЗАННЫХ ВОЛН И ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Многие явления в физике и технике могут быть представлены как явления связанных волн. К ним относятся дифракция рентгеновских лучей в кристаллах²⁶, рассеяние света акустическими волнами²⁷ или голографическими решетками²⁸, направленное ответвление микроволн^{29, 30} и обмен энергией между электронными пучками и замедляющими структурами в СВЧ-лампах^{30, 31}. В интегральной оптике мы сталкиваемся с большим разнообразием явлений связанных волн, и Ярив³² недавно составил обзор по этому вопросу. Он включает в себя преобразование TE - в TM -моды в анизотропных волноводах^{33, 34} или в магнитооптических модуляторах³⁵, а также обратное рассеяние в лазерах с распределенной обратной связью³⁶.

Имея дело с явлениями связанных волн, обычно рассматривают две волны или моды (R и S) волноводной структуры, которые распространяются свободно и несвязанно до тех пор, пока структура не нарушена. Нарушение первоначальной структуры, например, вызванное изменением показателя преломления пленочного волновода, приведет к связи двух волн и обмену энергией между ними. Так как взаимодействие на расстояниях, больших длины волны, обычно слабое, то говорят о медленном обмене энергией и о медленном изменении комплексных амплитуд $R(z)$ и $S(z)$ связанных волн. Типичные длины взаимодействия, пригодные для интегрально-оптических элементов, лежат между 100 $\mu\text{м}$ и 1 см . Важным требованием для значительного взаимодействия является синхронизм или «фазовое согласование» между двумя связанными волнами, который в простейшем случае есть требование равенства

$$\beta_R = \beta_S \quad (25)$$

констант распространения β_R и β_S двух волн.

В последующем обсуждении мы будем различать связь двух волноводных мод от связи с радиационными модами, также будем различать волны с потоками энергии в одном и в противоположных направлениях.

а) Однонаправленная связь волноводных мод

Если групповые скорости R и S волн направлены в одном и том же направлении, то говорят об однонаправленной связи или прямом рассеянии (случае Лауэ). Это показано на рис. 10, а, где изображено изменение амплитуд волн. Обычное граничное условие в этом случае таково:

$$\begin{aligned} R(0) &= R_0, \\ S(0) &= 0, \end{aligned} \quad (26)$$

т. е. имеются исходная волна R с начальной амплитудой R_0 и рассеянная волна S , возникающая вначале с амплитудой, равной нулю. Для синхронизма получим периодический обмен энергии, описываемый амплитудами

$$\begin{aligned} S(L) &= -jR_0 \sin(\mathcal{K}L), \\ R(L) &= R_0 \cos(\mathcal{K}L), \end{aligned} \quad (27)$$

где k — константа связи и L — длина взаимодействия. В этом случае можно обеспечить полную передачу энергии от R к S волне, если выбрать длину взаимодействия равной $\pi/2\mathcal{K}$.

Коэффициенты связи зависят от особенностей структуры прибора. Снай-

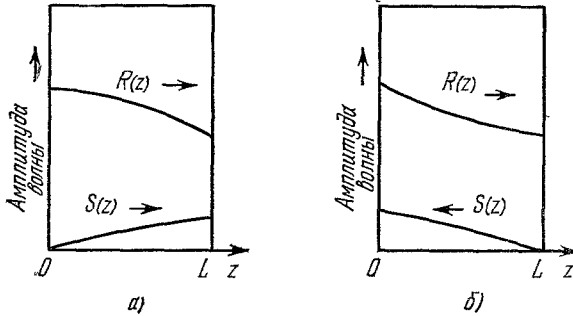


Рис. 10. Изменение амплитуд связанных волн с расстоянием.

а) Прямое рассеяние, б) обратное рассеяние.

дер³⁷ и Маркузе⁹ применили теорию связанных волн к возмущенному диэлектрическому волноводу и нашли, что \mathcal{K} пропорциональна интегралу перекрытия, содержащему нормированные распределения электрических полей $E_R(x, y)$ и $E_S(x, y)$ двух связанных мод. Для TE -мод \mathcal{K} выражается в виде

$$\mathcal{K} \sim \iint dx dy (n^2 - n_0^2) E_R E_S^*, \quad (28)$$

где $n_0(x, y)$ — профиль показателя преломления невозмущенного волновода и $n(x, y, z)$ — профиль для возмущенной структуры. В работе³² даны коэффициенты для нелинейных взаимодействий и для электрооптической, магнитооптической и фотоупругой модуляции в диэлектрических волноводах.

б) Разнонаправленная связь волноводных мод

Разнонаправленная связь или обратное рассеяние имеет место, когда групповые скорости R и S волн направлены в противоположных направлениях, как это показано на рис. 10, б. Этот тип взаимодействия также называется случаем Брегга. Обычные граничные условия теперь записываются в виде

$$\begin{aligned} R(0) &= R_0, \\ S(L) &= 0 \end{aligned} \quad (29)$$

с рассеянной волной S , возникающей с нулевой амплитудой в конце области взаимодействия. Результирующий обмен энергии при

синхронизме описывается амплитудами ^{26-28, 31, 32}

$$S(0) = jR_0 \operatorname{th}(\mathcal{K}L), \quad R(L) = R^0 \operatorname{ch}(\mathcal{K}L). \quad (30)$$

Рассеянная волна появляется из-за отражения на структуре.

в) Периодические структуры

Периодические структуры используются в интегральной оптике в нескольких видах, включая пленки с гофрированной поверхностью и возмущениями показателя преломления, вызванными акустическими волнами ¹⁴. Такие структуры используются для различных целей, в том числе для отклонения света ¹³, фильтрации ^{32, 38, 39} и для спектрального сужения лазерного излучения ³⁶. На рис. 11 показана пленка с гофрированной пространственно модулированной поверхностью. Рассеяние света периодической структурой может рассматриваться как процесс распространения связанных волн. Модуль волнового вектора решетки K можно связать с периодом гофра структуры Λ :

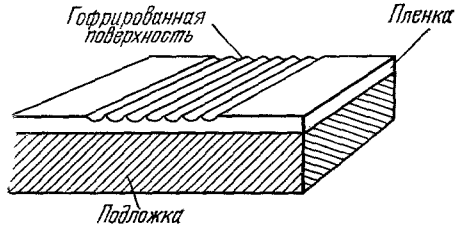
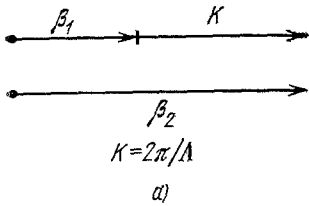


Рис. 11. Схема тонкопленочного волновода с гофрированной поверхностью.

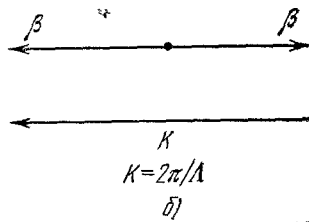
$$K = \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (31)$$

Периодичность структуры обеспечивает синхронизм между двумя модами с различными константами распространения β_1 и β_2 , если



$$\beta_2 = \beta_1 + K, \quad (32)$$

что приводит к прямому рассеянию, как это показано на рис. 12. а. Магнитооптические модуляторы ³⁵ и преобразование мод с помощью акустических волн ⁴⁰ представляют собой два случая, где этот метод использовался. Структуры в данном случае могут быть относительно грубыми с периодом Λ , составляющим много микрон.



Случай обратного рассеяния, в котором мода с константой распространения β связана с модой, распространяющейся в противоположном направлении, с константой $-\beta$, показан на рис. 12, б. Взаимодействие мод наиболее сильное, если

$$K = 2\beta. \quad (33)$$

Рис. 12. Диаграммы волновых векторов.

а) Прямое рассеяние при синхронизме мод, б) обратное рассеяние Брегга волноводных мод (β) периодической структурой (K).

Это условие означает, что необходимо иметь очень малые значения периода Λ — порядка 1000—2000 Å. Такие периоды были использованы для фильтров ³⁸ и лазеров с распределенной обратной связью ⁴¹⁻⁴⁴.

Вывод коэффициента связи \mathcal{K} для гофрированной пленочной структуры, показанной на рис. 11, дан в работе ⁹. Для обратного рассеяния TE-мод коэффициент \mathcal{K} может быть представлен в виде ⁴²

$$|\mathcal{K}| = \frac{\pi h}{\lambda} \frac{n_f^2 - N^2}{2wN}, \quad (34)$$

который является точным в первом порядке относительно глубины гофра h . N и w — это эффективные показатели преломления и толщина волновода, определенные ранее. Зависимость величины \mathcal{K} от толщины пленки f , показанная на рис. 13, взята из работы⁴⁴ и относится к волноводу на основе GaAlAs при $\lambda = 8300 \text{ \AA}$, $n_f = 3,59$ и $n_s = 3,414$. По оси ординат графика отложена нормированная величина

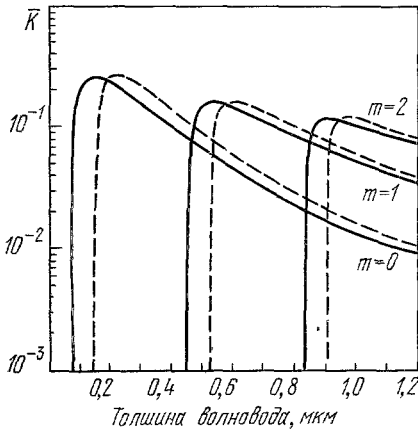


Рис. 13. Зависимость нормированного коэффициента связи от толщины волновода при $n_s = 3,414$, $n_f = 3,59$, $n_c = 1$ (сплошные кривые) и $n_c = 3,294$ (штриховые кривые) ($\lambda = 0,83 \text{ мкм}$)⁴⁴.

к излучению света из волновода в подложку под углом θ относительно нормали к пленке. Диаграмма волновых векторов для этого случая показана на рис. 14, где окружность является геометрическим местом всех волновых векторов, разрешенных в подложке. Благодаря излучению в подложку амплитуда R волноводной моды уменьшается экспоненциально с расстоянием

$$R(z) = R_0 \exp\left(-\frac{z}{l}\right), \quad (36)$$

где l — длина области взаимодействия мод. Связь с излучательными модами является механизмом, с помощью которого неоднородности волновода могут вызвать потери на рассеяние^{8,9}. Эта связь является также основой работы дифракционного устройства ввода^{45, 46}, которое может вводить лазерные лучи в тонкопленочный волновод.

4. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

В течение последних нескольких лет широко проводятся исследования различных методов изготовления волноводных пленок с малыми потерями, точных очертаний конфигураций схем и элементов, а также изготовления этих конфигураций с высоким разрешением. Для иллюстрации разнообразия применяемых методов ниже приведен ряд примеров.

Представленные кривые относятся к трем модам низшего порядка ($m = 0, 1, 2$). Сплошные кривые относятся к случаю, когда показатель преломления покрытия $n_c = 1$ (воздух), а штриховые кривые — когда $n_c = 3,294$ ($\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$). Заметим, что \mathcal{K} достигает максимального значения при достаточной близости к отсечке и что изменение величины n_c относительно мало влияет на значение \mathcal{K} .

г) Связь с излучательными модами

Если взять вектор решетки K для периодической структуры такой, что

$$\beta = K + n_s k \sin \theta, \quad (35)$$

то мы свяжем волноводную моду с излучательной модой. Это приведет

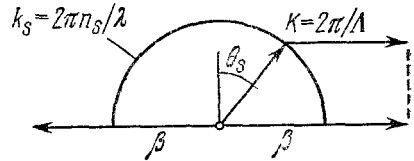


Рис. 14. Диаграмма волновых векторов, показывающая решеточную связь волноводной моды (β) и радиационной моды с помощью волновода с периодической структурой (K).

а) Изготовление пленок

Чтобы изготовить планарный многослойный волновод, необходимо нанести однородный слой с большим показателем преломления на плоскую подложку. Один из самых ранних методов получения волноводов использовал ионный обмен в стекле⁴⁷. Для изготовления элементов использовались также пленки стекла типа Corning 7059, наносимые с помощью высокочастотного распыления на предметные стекла микроскопа⁴⁸. Эта технология позволила получить одномодовые волноводы с потерями менее 1 дБ/см и показателями преломления около $n_f = 1,62$ и $n_g = 1,52$. Использование ионной имплантации находится на ранних стадиях исследования. Волноводы изготавливались с помощью имплантации Li в плавленный кварц⁴⁹ и протонов в подложки из GaP⁵⁰ и GaAs⁵¹.

Диффузия в твердое тело является другим многообещающим методом, который также может быть использован для формирования волноводов в кристаллических подложках. В результате ее, естественно, получается волновод с градиентом показателя преломления на границах. Были изготовлены волноводы с помощью диффузии Se в кристаллы CdS⁵², Cd и Se в ZrS⁵³ и Cd в ZnSe⁵³ подложки. Обратная диффузия Li⁵⁴ использовалась для получения волноводов в LiNbO₃ и LiTaO₃. Оба эти материала представляют большой интерес для создания модуляторов света. Область удержания света, получаемая в этих волноводах, ограничена примерно 12 мкм. Недавно было сообщено о двух многообещающих методах, с помощью которых можно изготавливать одномодовые волноводные слои с толщиной порядка 1 мкм и низкими потерями. Эти методы использовали диффузию Nb в LiTaO₃⁵⁵ и диффузию Ti в LiNbO₃⁵⁶. Также интересными из-за их большого показателя преломления являются пленки Ta₂O₅, изготовленные окислением распыленной пленки Ta⁵⁷.

Эпитаксиальный рост монокристаллических пленок стал ключевым методом в производстве электрооптических, магнитооптических или лазерных активных волноводных слоев. Для получения требуемого большего показателя преломления эти слои обычно имеют отличный от подложки состав вещества, поэтому становится важным рассмотрение согласования постоянных решеток. Эпитаксиальные гетероструктурные слои на основе GaAlAs, изготовленные для инжекционных лазеров⁵⁸⁻⁶⁰, являются одним примером использования этого метода. Другими примерами являются электрооптические эпитаксиальные слои ZnO на сапфире⁶¹, эпитаксиальные смешанные кристаллические пленки АДР-КДР на подложках из КДР⁶² и эпитаксиальные слои LiNbO₃, выращенные на подложках из LiTaO₃^{63, 64}. Эпитаксиальные магнитооптические волноводы были изготовлены в различных гранатах⁶⁵, которые относятся к магнитным материалам.

Исследование органических пленок в качестве волноводов включает в себя использование эпоксидных пленок^{66, 67}, органосиликоновых пленок⁶⁸, имеющих исключительно низкие потери, и слоев фоторезистов^{69, 70} или электронных резистов⁷¹.

б) Изготовление конфигураций схем
с помощью сканирующей электронной
микроскопии

Полосковые волноводы и более сложные интегрально-оптические схемы и элементные структуры изготавливаются с помощью планарной технологии, которая очень схожа с технологией электронных интегральных схем и технологией изготовления приборов на основе поверхностных

акустических волн. На рис. 15 показана типичная последовательность операции ⁷² изготовления полоскового волновода. В первой операции (а) на планарный многослойный волновод (из стекла) наносится слой подходящего фоторезиста или электронного резиста (полиметил метакрилат). Резист подвергается засветке изображением схемы прибора, получаемой оптическим или сканирующим электронным лучом. После проявления облученные области резиста на пленке, которые служат маской, стравливаются (б). В третьей операции наносится слой металла (Мп) на маску

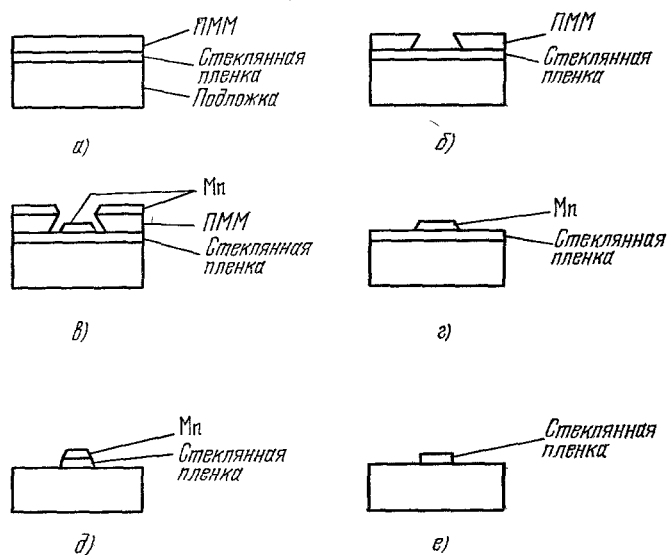


Рис. 15. Типичная последовательность операций изготовления полоскового волновода ⁷².

и пленку (е). Затем резист удаляется (с помощью ацетона), и остается только металлическая полоска, нанесенная на пленку (е). После этого окружающий пленку материал стравливается, например с помощью высокочастотного обратного распыления, и образуется структура, показанная на рис. д). Затем удаляется металл (с помощью соляной кислоты), и получается желаемый полосковый волновод (е).

Для изготовления интегрально-оптических структур обычно требуются шаблоны с высоким разрешением (разнесение волноводов на 1 мкм является типичным) и волноводы с шероховатостью границы менее 500 Å. Обычная фотолитографическая техника малоприспособна для таких работ. Удовлетворительные результаты ожидаются от технологии с использованием сканирующего электронного луча. Эта методика изучается несколькими группами исследователей, и с ее помощью уже создан ряд элементов ⁷¹⁻⁷⁴.

Когда речь идет об экономической стороне использования технологии на основе сканирующего электронного луча, следует учитывать, что технология изготовления шаблонов с высоким разрешением постоянно развивается для массового производства электронных интегральных схем. Например, применяется ⁷⁵ мягкое рентгеновское излучение для многократного использования маски с субмикронным разрешением. В другой технологии ⁷⁶ используется маска фотооригинала, которая под действием ультрафиолетового излучения испускает электроны по нужному рисунку. Эти методики также представляют интерес для интегральной оптики.

в) Изготовление дифракционных решеток с помощью интерференции лазерных лучей

Маски для периодических структур с высоким разрешением могут быть изготовлены при помощи метода, заимствованного из голографии. В этом случае слой фоторезиста (например, Shipley AZ 1350) засвечивается интерференционной картиной, образуемой двумя когерентными лазерными пучками, падающими под углом друг к другу^{42, 77, 78}. Угол падения и длина волны лазерного излучения определяют расстояние между полосами. Для достижения сверхчастых периодов решетки ($\Lambda \approx 1000 \text{ \AA}$) использовалась ультрафиолетовая линия 3250 \AA непрерывного гелий-кадмиевого лазера.

Представляется, что для изготовления дифракционных решеток с высоким разрешением лазерный интерференционный метод более пригоден, чем технология на основе сканирующего электронного луча, так как он более легко обеспечивает хорошее постоянство периода решетки.

г) Методы травления с высоким разрешением

Вышеупомянутый метод травления за счет распыления⁷² не является единственным способом изготовления полосковых волноводов или более сложных конфигураций. Полосковые волноводы также можно делать с помощью диффузии с маской^{52, 53} или имплантации ионов через маску^{79, 80}. Другими изучаемыми методами являются насечка⁸¹ и фотолокализация⁸² конфигураций полосковых волноводов, нарисованных

прямо лазерным лучом. Ионнолучевое травление является методом, способным обеспечить очень высокое разрешение при использовании фоторезиста как маскирующего материала^{42, 77, 78}. Травление обычно производится пучком ионов аргона при напряжении несколько киловольт, подложка в течение процесса остается относительно холодной. На рис. 16 показана гофрированная поверхность на стеклянном волноводе, травленная таким образом, чтобы сделать фильтрующее устройство³⁸. Показанный здесь период составляет 1900 \AA , но метод позволяет изготавливать гофры с периодом порядка 1000 \AA и с глубиной гофра около 500 \AA ^{43, 78}.

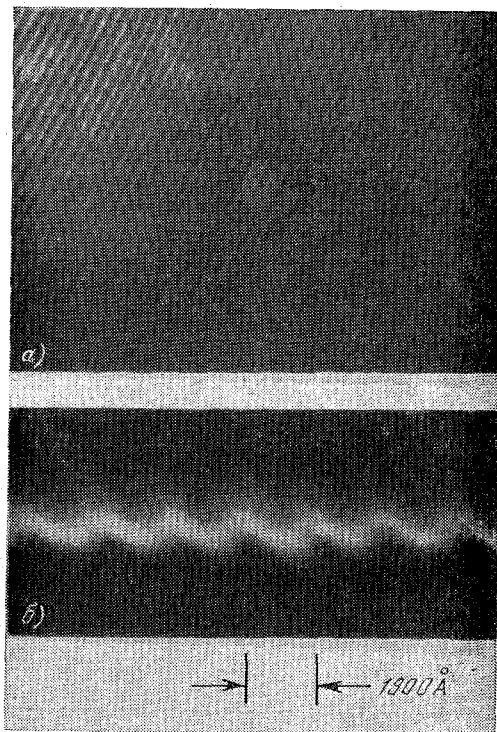


Рис. 16. Дифракционная решетка, полученная ионно-лучевым травлением.

Микрофотография гофра, вытравленного на стеклянном волноводе, сделана с помощью сканирующего электронного микроскопа. а) Вид сверху, б) вид сбоку.

5. ЭЛЕМЕНТЫ

В последние пять лет экспериментально исследовано большое число элементов, включая направленные ответвители, фильтры, модуляторы, дефлекторы света; волноводные методы также применялись для лазеров. В этом разделе мы попытаемся проиллюстрировать эти работы. Из-за ограниченности размеров обзора эта иллюстрация будет достаточно выборочной. Более полный и современный обзор по модуляторам дан Каминовым⁸³ и по инжекционным лазерам на основе GaAs — Панищем⁸⁴.

а) Вводные устройства

Вводные устройства являются устройствами, которые позволяют вводить свет из лазерного пучка в пленочный волновод. На рис. 17 показаны два типа таких устройств, используемых в лаборатории. Это призмные^{85, 86} и решеточные^{45, 46} вводные устройства. В первом случае (рис. 17, а) призма с большим показателем преломления

$$n_p \gg n_f \quad (37)$$

установлена достаточно близко к поверхности пленочного волновода (обычно 1000 \AA), так что она может взаимодействовать с бесконечно малым полем волноводной моды. Это обеспечивает возможность выхода излучения из структуры и установления связи. Для того чтобы обеспечить ввод излучения, необходимо также выполнить условие синхронизма (фазового согласования), т. е. обеспечить выполнение условия

$$\beta = kn_p \sin \theta_p \quad (38)$$

выбором соответственного угла ввода θ_p в призме относительно нормали к пленке.

Чтобы сделать решеточное вводное устройство (рис. 17, б), необходимо со-

Рис. 17. Схематическое изображение призмного устройства ввода (а) и решеточного устройства ввода (б)⁵.

здать периодическую структуру в волноводе, например, нанеся на пленку дифракционную решетку из фоторезиста. Это обеспечит связь волноводной моды с радиационной, как уже обсуждалось ранее в гл. 3.

Общие характеристики призмного и решеточного вводных устройств достаточно подобны. Для однородной связи, т. е. постоянной величины зазора между пленкой и призмой или неизменного шага решетки, максимальная эффективность ввода, предсказанная теоретически, составляет около 81% для пучка света с однородным или гауссовым сечением⁸⁵⁻⁸⁹. Такая эффективность достигается, если толщина падающего лазерного пучка w_B совпадает с длиной области взаимодействия l вводного устройства, т. е. когда

$$w_B \approx l. \quad (39)$$

Чтобы достичь максимальной эффективности ввода в случае решеточного устройства, необходимо подавить нежелательные дифракционные волны высших порядков. Это было сделано в недавно описанном устройстве ввода⁸⁷, использующем дифракционную решетку из фоторезиста, обратную связь⁴⁶ и свет, вводимый через подложку. Достигнутая эффективность ввода превышала 70%.

Теоретическая эффективность ввода может достигать 100%, когда зазор между призмой и пленкой сужается для согласования вводного пучка и поля, выходящего из волновода^{88, 89}.

Третий тип вводного устройства описан в работе⁹⁰. В этом случае толщина пленки сужается к краю волновода, в результате чего свет переходит в подложку.

б) Направленные ответвители

Направленный ответвитель — это известный элемент микроволновой техники. Его интегрально-оптический аналог на основе полосковых волноводов показан на рис. 18. Здесь эти два волновода сначала сближаются друг с другом, затем идут рядом и после вновь расходятся. Если константы

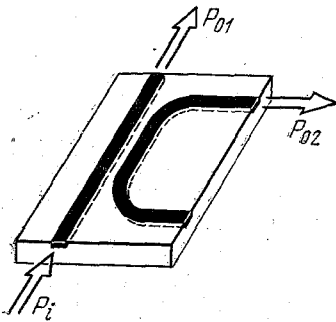


Рис. 18. Схема расположения полосковых волноводов, образующих оптический направленный ответвитель.

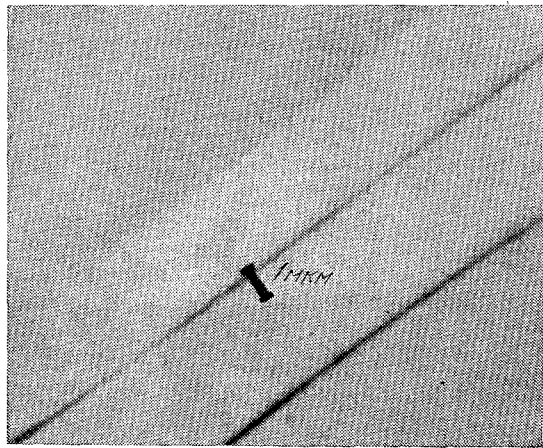


Рис. 19. Микрофотография области взаимодействия направленного ответвителя, образованного двумя полосковыми волноводами⁷². Микрофотография сделана с помощью сканирующего электронного микроскопа.

распространения двух волноводов совпадают, то получается однонаправленная связь и имеет место обмен энергией между волноводами. Константа связи \mathcal{K} (и длина связи) между параллельными волноводами определяется расстоянием между ними s и константой затухания γ_y в плоскости пленки;

$$\mathcal{K} \sim \exp(-\gamma_y s), \quad (40)$$

где экспоненциальная зависимость показывает сильную чувствительность длины связи к изменениям зазора между волноводами.

В первой экспериментальной работе¹⁹ по направленным ответвителям наблюдался обмен и полная передача энергии (см. (27)) между параллельными полосковыми волноводами в GaAs. Ответвители, геометрия которых показана на рис. 18, были сделаны с помощью сканирующего электронного луча^{72, 74}. На рис. 19 показаны ровные края стеклянных волноводов в области взаимодействия ответвителя⁷², где расстояние между волноводами s составляет примерно 1 мкм.

в) Фильтры

Действие периодического волновода как фильтра наблюдалось экспериментально в работах ^{38, 39}. Периодический волновод длиной L действовал как полосной заграждающий фильтр с относительной полосой пропускания

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Lambda}{L} \quad (41)$$

и с центром на длине волны Брегга $2N\Lambda$ (см. (33)).

На рис. 20 показана спектральная характеристика фильтра на основе гофрированного стеклянного волновода при длине волны $0,57 \text{ мкм}$ ³⁸. Фильтр был изготовлен с помощью облучения ультрафиолетовым лазером и ионно-лучевого травления. Длина фильтра $L = 0,57 \text{ мм}$, период гофра $\Lambda = 2000 \text{ \AA}$ и глубина гофра 460 \AA . Характеристика была снята с помощью перестраиваемого по частоте лазера на красителе, ширина полосы пропускания фильтра составляет примерно 4 \AA , что хорошо согласуется с теорией разнонаправленного взаимодействия мод.

В недавних экспериментах ³¹ была получена полоса пропускания фильтра

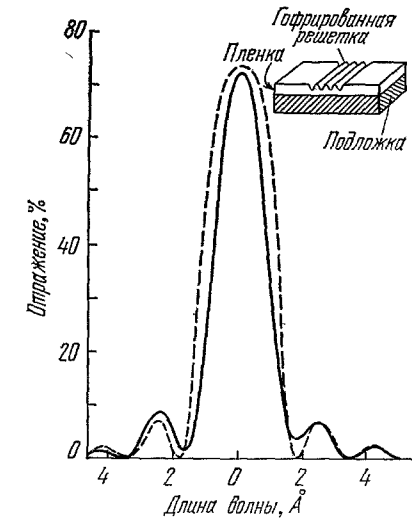


Рис. 20. Спектральная характеристика фильтра на основе гофрированного волновода.

Теоретически предсказанная характеристика дана штриховой линией ³⁸.

Эта потребовало увеличения длины фильтра и тщательного внимания к допустимым отклонениям, накладываемым на толщину пленки. Достигнутая полоса пропускания показывает, что изготовленный период дифракционной решетки Λ имел отклонения от однородности менее 10^{-5} по всей длине фильтра.

г) Модуляторы

Волноводные модуляторы являются, возможно, такими интегрально-оптическими элементами, которые наиболее быстро развивались в последние годы. В этих модуляторах, помимо компактности и стабильности, наличие волновода обеспечивает малость управляющей энергии и низкие управляющие напряжения. Причиной этого является отсутствие дифракционного расширения пучка, поэтому свет может распространяться в длинной структуре с диаметром поперечного сечения порядка длины волны. Однако рассматривая возможность использования таких модуляторов как отдельных элементов, следует иметь в виду два потенциальных препятствия. Одним из них является необходимость в устройстве ввода излучения в модулятор и другим — возможное ограничение мощности излучения, распространяющегося в волноводе, для предотвращения повреждения или пробоя волновода из-за высоких плотностей энергии, обусловленных малыми поперечными сечениями волноводов.

В настоящее время исследован ряд модуляционных эффектов и структур элементов, что описано в подробном обзоре ⁸³. Мы опишем здесь только электрооптические и магнитооптические модуляторы, а также элементы, действующие на основе эффекта электропоглощения. Важной характери-

стикой работы модулятора являются потери управляющей мощности на единицу ширины полосы пропускания сигнала при данном коэффициенте модуляции. Другими характеристиками являются величина управляющего напряжения, быстродействие и потери введенного излучения. Если свет распространяется в полосковом волноводе с эффективным сечением $w_x w_y$ и длиной L , то отношение управляющей мощности P к ширине полосы пропускания $\Delta\nu$

$$\frac{P}{\Delta\nu} \approx \frac{w_x w_y}{L} \quad (42)$$

Здесь предполагается, что приложенное модулирующее поле занимает тот же самый объем, что и свет. Это означает, что требуется такая конфигурация электродов, которая обеспечит совпадение распределения приложенного поля с распределением света в волноводе.

В электрооптических модуляторах используются материалы, в которых изменение показателя преломления вызывается приложенным электрическим полем. Это приводит к фазовой модуляции света, распространяющегося через вещество. Многообещающими электрооптическими материалами являются LiNbO_3 и LiTaO_3 , которые прозрачны в диапазоне

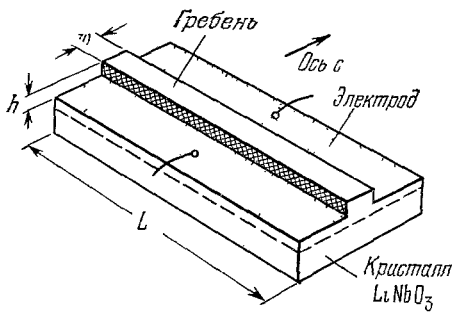


Рис. 21. Схематическое изображение фазового модулятора света из LiNbO_3 на основе гребенчатого волновода, наложенного на волноводный слой, полученный методом обратной диффузии⁹³.

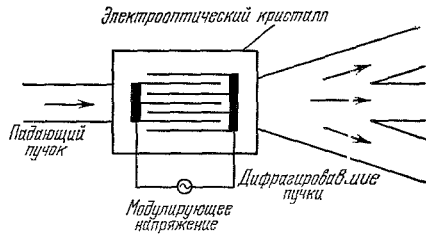


Рис. 22. Поперечное расположение электродов, использованное для образования электрооптической дифракционной решетки⁹⁶.

длин волн от 0,4 до 4 мкм. Волноводы в LiNbO_3 , изготовленные методом обратной диффузии, были использованы для создания быстродействующих волноводных фазовых модуляторов^{92, 93}. На рис. 21 показана схема элемента⁹³, в котором использован гребенчатый волновод для удержания света в плоскости пленки. Электроды нанесены вдоль гребня, ширина которого составляет около 20 мкм. Этот модулятор требовал управляющего напряжения в 1,2 в для получения модуляции фазы в 1 рад, при этом потребляемая мощность составляла 20 мвт на один мегагерц полосы пропускания. Для создания амплитудных модуляторов света предложен метод дифракции излучения на индуцированных электрооптических решетках⁹⁴. На этом эффекте были изготовлены модуляторы из ZnO ⁹⁵. На рис. 22 показано расположение электродов, использованное для образования такой дифракционной решетки в тонком кристалле LiNbO_3 ⁹⁶. Модуляция света благодаря решетке была также осуществлена на волноводах, образованных диффузией Nb в LiTaO_3 ⁵⁵. Амплитудную модуляцию

можно тоже получить, применяя только два электрода, если использовать наведенный эффект призмы благодаря неоднородности приложенного поля. Это было продемонстрировано в модуляторах из GaAs с барьером Шоттки, работающих на длине волны 10,6 мкм⁹⁷.

Электрооптические эффекты также наблюдаются в обедненном слое полупроводниковых диодов с обратным смещением. Этот слой может служить также в качестве волновода. Волноводные модуляторы такого типа были сделаны при использовании $p-n$ -переходов в GaP⁹⁸ и барьеров Шоттки в GaAs⁹⁹. Недавно был сделан модулятор на основе двойной гетероструктуры GaAlAs, для фазовой модуляции света в 1 рад на длине волны 1,15 мкм требовалось 10 в управляющего напряжения при потребляемой мощности 0,1 мвт/Мгц полосы пропускания¹⁰⁰. Потенциальная ширина полосы пропускания этого модулятора составляет 4 Ггц.

В магнитооптических модуляторах для преобразования типов колебаний и, вследствие этого, для осуществления амплитудной модуляции света используется фарадеевское вращение плоскости поляризации света. Волноводные магнитооптические модуляторы были сделаны на основе эпитаксиальных пленок граната железа³⁵, они работали на частотах до 80 Мгц при длине волны 1,15 мкм. Эти приборы очень чувствительны и требуют для переключения выходящего света приложения магнитного поля величиной только в 0,01 э.

Прямую амплитудную модуляцию света можно также осуществить за счет эффекта электропоглощения (эффекта Франца — Келдыша). Элементы на основе этого эффекта используют сдвиг края полосы поглощения света приложенным электрическим полем (и работают, следовательно, около края полосы поглощения). Модулятор, действующий благодаря эффекту электропоглощения на длине волны 0,9 мкм, описан в работе¹⁰¹. В нем были использованы волноводы из GaAlAs, для амплитудной модуляции в 90% требовалась мощность 0,2 мвт/Мгц.

д) Дефлекторы света

Технология изготовления объемных акустооптических элементов для отклонения и модуляции света развита уже достаточно хорошо. В интегрально-оптических аналогах этих элементов волноводные оптические типы колебаний рассеиваются на поверхностных акустических волнах¹⁴.

Этот метод позволяет обеспечить близкое удержание и перекрытие оптических и акустических полей, в результате чего уменьшается требуемая для управления светом акустическая мощность. Поверхностное акустооптическое взаимодействие обеспечивает рассеяние света, аналогичное изображенному на рис. 22, с той разницей, что решетки индуцируются акустооптически. На рисунке изображено рассеяние Рамана — Ната с несколькими дифракционными порядками, которое может быть использовано в модуляторах света. Для дефлекторов используют однонаправленное взаимодействие связанных волн со светом, падающим под углом Брегга, что обеспечивает возникновение только одного значительного по интенсивности дифракционного порядка.

Для того чтобы возбудить поверхностные волны, необходимо иметь преобразователи поверхностных акустических волн. Из сравнения их с объемными преобразователями следует, что в настоящее время с помощью поверхностных преобразователей более трудно получить хорошие значения эффективности преобразования в широкой полосе частот, но в то же

время они имеют и ряд преимуществ — могут быть изготовлены в планарной технологии, а сложные конфигурации электродов для управления акустическим столбом могут быть сделаны относительно легко¹⁰². Такая конфигурация показана на рис. 23, б, а на рис. 23, а показана сложная в изготовлении ступенчатая поверхность, требуемая для соответствующей матрицы преобразователей объемных волн.

Недавно оптические волноводы были изготовлены из таких материалов, как LiNbO_3 , которые имеют лучшие акустооптические коэффициенты добротности, чем ранее использованные для создания дефлекторов материалы (например, кварц). Проведены эксперименты с дефлекторами света, изготовленными на основе волноводов из As_2Se_3 ¹⁰³, нанесенного на LiNbO_3 , волноводов из ниобата лития, полученных методом обратной диффузии¹⁰⁴, и волноводов, изготовленных диффузией титана¹⁰⁵ в LiNbO_3 . На рис. 24 показаны характеристики дефлектора на волноводах с диффузией титана при частоте акустической волны 170 Мгц¹⁰⁵. Интенсивность I_1 дифрагированного под углом Брегга света зависит от величины акустической мощности, и при

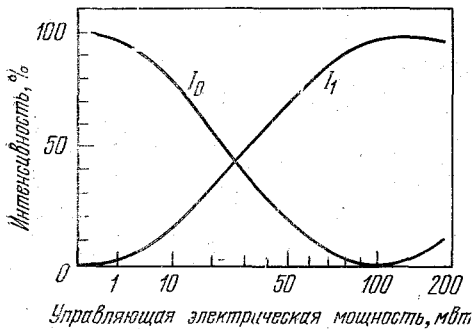


Рис. 24. Зависимость интенсивности отклоненного (I_1) и прошедшего (I_0) света от мощности акустического управляющего сигнала для тонкопленочного дефлектора света на основе волновода, образованного диффузией титана в LiNbO_3 ¹⁰⁵.

геометрии акустооптического взаимодействия, отличающихся от описанных выше. Среди этих вариантов можно отметить индуцирование решетки с помощью возбуждения акустических поперечных волн перпендикулярно к пленке волновода¹⁰⁷ и рассеяние света из волновода в подложку, вызванное поверхностной акустической волной¹⁰⁸, которая действует подобно дифракционному устройству ввода.

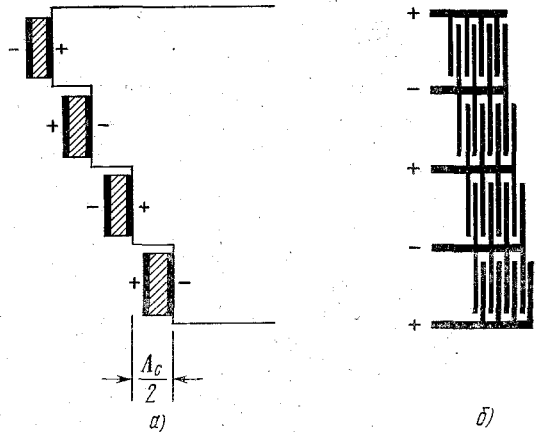


Рис. 23. Схематическое изображение фазовых матриц акустических объемных преобразователей (а) и преобразователей поверхностных [волн (б)].

мощности около 8 мвт дифрагирует 70% падающего света с полосой 30 Мгц относительно частоты акустической волны. Отметим также, что измеренные значения хорошо согласуются с получающимися из выражения (27), описывающего поведение связанных волн. Здесь следует напомнить, что LiNbO_3 не является наилучшим материалом для акустооптики, созданы вещества с еще более лучшими свойствами. Например, это парателлурид (TeO_2), который был использован в объемных дефлекторах света с высокими рабочими характеристиками¹⁰⁶. Оптические волноводы на этих материалах еще не созданы. Проведено экспериментальное изучение большого числа вариантов

е) Л а з е р ы

Наряду с малыми размерами, компактностью и совместимостью с другими волноводными элементами применение волноводной технологии к лазерам обещает стабильность выхода излучения, низкий порог, малое потребление энергии и рассеяние тепла. Изучаемая технология включает в себя обеспечение канализации света в тонкой пленке, использование таких структур, как полосковые контакты или гребенчатые волноводы для ограничения света в плоскости пленки и для контроля поперечных мод, а также использование периодических структур для обеспечения распределенной обратной связи, контроля продольных мод и получения узкого спектра выходящего излучения. Волноводная технология на разных уровнях ее развития используется для создания полупроводниковых, твердотельных, газовых и жидкостных лазеров на органических красителях. В то время как волноводные пленки используются в полупроводниковых лазерах почти так же давно, как и сами эти лазеры, использование волноводов в лазерах на красителях ограничено пока лабораторными исследованиями новых волноводных структур. Для случая тонкопленочных твердотельных лазеров была рассмотрена возможность оптической накачки с помощью светоизлучающих диодов или других лазеров¹⁰⁹. Здесь проблемы неэффективности накачки и связанного с ними пониженного значения общего коэффициента полезного действия должны быть решены. Эталонами для этих приборов могут служить полупроводниковые инжекционные лазеры, имеющие относительно высокие значения КПД.

Недавно стали доступными лазеры на гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, имеющие при комнатной температуре в непрерывном режиме генерации большой срок жизни. Эти приборы представляют огромный интерес для оптической связи. Детальный обзор по таким лазерам читатель может найти в статьях^{84, 110, 111} или¹¹². Показатель преломления материала $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ уменьшается при уменьшении концентрации алюминия x примерно по закону

$$n(x) = n(0) - 0,45x. \quad (43)$$

Гетероструктурный волновод может быть образован при включении эпитаксиального слоя GaAs в материал $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, имеющий меньший показатель преломления. Типичное значение концентрации алюминия составляет $x=0,3$. Хотя гетероэпитаксия является в настоящее время стандартной технологией изготовления инжекционных лазеров, продолжается исследование других методов изготовления. Например, с помощью имплантации ионов Zn^+ в GaAs n -типа, легированный теллуром, созданы диодные лазеры¹¹³, у которых импульсный режим генерации наблюдался при низких температурах (77 °K).

Для тонкопленочных твердотельных лазеров с оптической накачкой предпочтительна высокая концентрация активных ионов. Однако концентрационное тушение флюоресценции требует промежуточного случая¹⁰⁹. Первые эксперименты с тонкопленочными твердотельными лазерами имеют определенный успех. Лазеры на пленках граната алюминия, легированных ионами Ho^{3+} , генерировали на длине волны 2,4 мкм, а лазеры с аналогичными пленками, легированными ионами Nd^{3+} , излучали на длине волны 1,06 мкм¹¹⁵. Оба типа пленок были эпитаксиально выращены на подложках из иттрий-алюминиевого граната. Относительно большие разности показателей преломления были получены при выращивании легированных ионами Nd^{3+} эпитаксиальных пленок ИАГ ($n_f = 1,818$) и CaWO_4 ($n_f = 1,89$) на подложках из сапфира ($n_s = 1,77$)¹¹⁶. Тонкопленочные лазеры были также изготовлены из слоев $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$, выращенных на подложках из CdS¹¹⁷.

Полосковые инжекционные лазеры на основе GaAs были разработаны для получения лазерного излучения в стабильной и чисто поперечной моде ¹¹². Полосковые контакты и мезаструктурные полоски являются двумя основными примерами структур, имеющих полосковую геометрию. Эти структуры обычно ограничивают как область распространения света, так

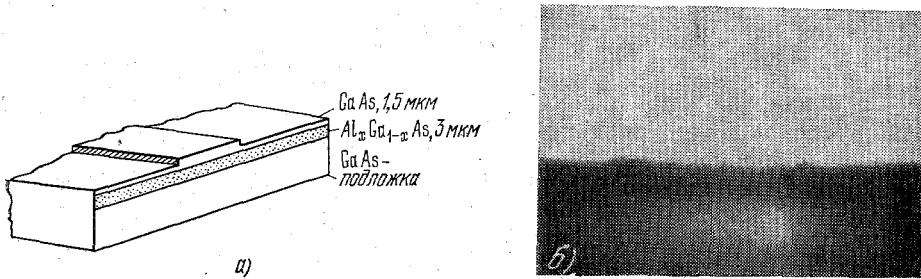


Рис. 25. Схема (а) и микрофотография (б) гребенчатого волновода на основе GaAs ¹¹⁸.

и область носителей заряда. В принципе, отдельное оптическое ограничение может быть достигнуто с помощью полосковых волнопроводов, аналогичных описанным в разделе б) гл. 2. Недавно для этой цели были исследованы гребенчатые волноводы ¹¹⁸, наблюдались ограничение области распространения света и чистые моды в пассивных структурах. Гребни были изготовлены с помощью анодного травления пленок арсенида галлия, нанесенных на подложки из $Al_xGa_{1-x}As$. На рис. 25 показан такой гребенчатый волновод с шириной примерно 10 мкм и толщиной пленки 0,8 мкм.

Структуры с распределенной обратной связью дают способ создать компактные оптические резонаторы с малыми потерями для тонкопленочных лазеров, позволяющие управлять продольными модами и осуществлять частотную селекцию. В сущности, такие лазеры являются периодическими волноводными структурами, наложенными на усиливающую среду. Механизмом обратной связи служит в них обратное рассеяние Брегга. Хотя первые работы по изучению механизма распределенной обратной связи были сделаны на лазерах на красителях, последние работы посвящены проблемам материалов и технологии изготовления лазеров из AlGaAs с распределенной обратной связью ^{43, 44, 119, 120}. Здесь интересующие нас структуры имеют показанную на рис. 26 форму гофрированной поверхности слоя GaAs. Изучаемые проблемы включают в себя изготовление

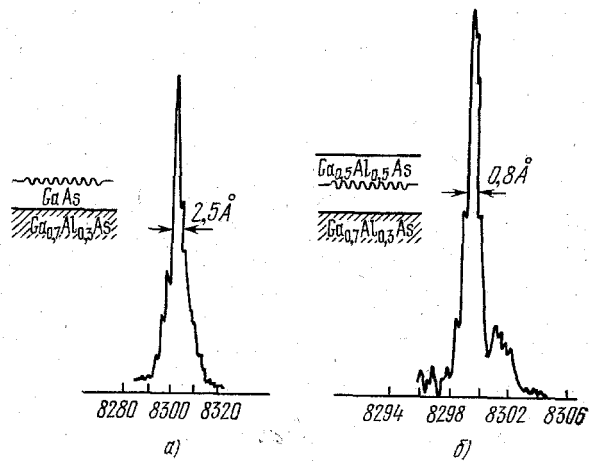


Рис. 26. Спектр излучения оптически накачиваемого лазера на основе AlGaAs с периодической гетероструктурой.

Материал покрытия — воздух (а) и наращенный слой AlGaAs (б) ⁴⁴.

Изучаемые проблемы включают в себя изготовление

ультратонкой структуры, подобной дифракционной решетке, для которой необходимо иметь период штрихов порядка 1000 \AA , а также наращивание кристаллических слоев AlGaAs на гофрированные слои GaAs^{44, 119, 120}. На рис. 26 показано сужение ширины линии излучения, достигнутое на гетероструктурных лазерах с периодической структурой⁴⁴, у которых гофрирование было сделано с помощью облучения УФ лазером и ионно-лучевым травлением, а наращивание слоя AlGaAs было проведено по технологии с искусственной кристаллической затравкой, что предохраняло гофр от обратного растворения в процессе наращивания на него слоя. Эти лазеры накачивались оптически импульсными лазерами на красителе, и ширина их спектра излучения была менее 1 \AA при $77 \text{ }^\circ\text{K}$. Совсем недавно¹²⁰ продемонстрирована работа при низких температурах ($77 \text{ }^\circ\text{K}$) лазеров на основе одностронней гетероструктуры GaAs с распределенной обратной связью и накачкой электрическим током. Использовался изготовленный травлением гофр с глубиной гофра 1300 \AA и периодом 3500 \AA , что позволяло работать в третьем порядке дифракции.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы попытались осветить здесь основные принципы, идеи и возможности интегральной оптики и описать новые экспериментальные работы по волноводным элементам. Хотя эта область находится на ранней стадии своего развития, она вызывает значительный интерес и появление все большего числа исследований. Это нашло отражение в более 100 цитированных ссылках, которые представляют собой только часть литературы по этому вопросу, имеющейся в настоящее время. Действительно, к моменту написания этой статьи появились еще две обзорные работы по интегральной оптике^{121, 122}. Интегральная оптика входит во многие другие направления, включающие микроволновую теорию и технику, технологию интегральных схем, физику твердого тела, новых оптических устройств, материалов и методов изготовления. Эта область находится сейчас в состоянии постоянного развития, в ней еще имеется много ждущих своего решения проблем, и одной из важнейших является отсутствие простого и эффективного метода оптической связи световодов с тонкопленочными или полосковыми волноводными устройствами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. E. Miller, Bell Syst. Tech. J. 48, 2059 (1969).
2. J. E. Goell, R. D. Standley, T. Li, Electronics 20, 60 (1970).
3. J. E. Goell, R. D. Standley, Proc. IEEE 58, 1504 (1970).
4. P. K. Tien, Appl. Opt. 10, 2395 (1971).
5. S. E. Miller, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 190 (1972).
6. S. E. Miller, E. A. J. Marcatili, T. Li, Proc. IEEE 61, 1703 (1973).
7. N. S. Карану, J. J. Burke, Optical Waveguides, N. Y., Academic Press, 1972.
8. Д. Маркузе, Оптические волноводы, М. «Мир», 1974.
9. D. Marcuse, Theory of Dielectric Optical Waveguides, N. Y., Academic Press, 1974.
10. E. A. J. Marcatili, Bell Syst. Tech. J. 48, 2071 (1969).
11. H. Kogelnik, V. Ramaswamy, Appl. Opt. 13, 1857 (1974).
12. J. J. Burke, Opt. Sci. Newslett. (Univ. Arizona) 5, 6, 31 (1971).
13. H. Kogelnik, H. P. Weber, J. Opt. Soc. Am. 64, 174 (1974).
14. L. Kuhn, M. L. Dakas, P. F. Heidrich, B. A. Scott, Appl. Phys. Lett. 17, 265 (1970).
15. R. Schubert, J. H. Harris, IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. MTT-16, 1048 (1968).
16. R. Ulrich, R. J. Martin, Appl. Opt. 10, 2077 (1971).
17. F. Zernike, Appl. Phys. Lett. 24, 285 (1974).

18. P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, S. E. Miller, *Bell. Syst. Tech. J.* **52**, 265 (1973).
19. S. Somekh et al., *Appl. Opt.* **13**, 327 (1974).
20. J. E. Goell, *ibid.* **12**, 2797 (1973).
21. H. Furuta, H. Noda, A. Ihaya, *ibid.* **17**, 322 (1974).
22. V. Ramaswamy, *Bell. Syst. Tech. J.* **4**, 697 (1974).
23. W. Schlosser, H. G. Unger, *Advances in Microwaves*, N. Y., Academic Press, 1966, p. 319.
24. J. E. Goell, *Bell. Syst. Tech. J.* **48**, 2133 (1969).
25. E. A. Marcatili, *ibid.* **4**, 645 (1974).
26. W. H. Zachariasen, *Theory of X-Ray Diffraction in Crystals*, N. Y., J. Wiley, 1945.
27. C. F. Quate, C. D. Wilkinson, D. K. Winslow, *Proc. IEEE* **53**, 1604 (1965).
28. H. Kogelnik, *Bell. Syst. Tech. J.* **48**, 2909 (1969).
29. S. E. Miller, *ibid.* **33**, 661 (1954).
30. J. R. Pierce, *J. Appl. Phys.* **25**, 179 (1954).
31. W. H. Louisell, *Coupled Mode and Parametric Electronics*, N. Y., J. Wiley, 1960.
32. A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-9**, 919 (1973).
33. S. Wang, M. L. Shah, J. D. Crow, *Appl. Phys. Letts.* **19**, 187 (1971).
34. T. P. Sosnowski, H. P. Weber, *Optics Comm.* **7**, 47 (1973).
35. P. K. Tien et al., *Appl. Phys. Lett.* **21**, 394 (1972).
36. H. Kogelnik, C. V. Shank, *J. Appl. Phys.* **43**, 2327 (1972).
37. A. W. Snyder, *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 1267 (1972).
38. D. C. Flanders, H. Kogelnik, R. V. Schmidt, C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 194 (1974).
39. F. W. Dabby, M. A. Saifi, A. Kestenbaum, *ibid.* **22**, 190 (1973).
40. L. Kuhn, P. F. Heidrich, E. G. Lean, *ibid.* **19**, 428 (1971).
41. H. Kogelnik, C. V. Shank, *ibid.* **18**, 152.
42. D. P. Schinke, R. G. Smith, E. G. Spencer, M. F. Galvin, *ibid.* **21**, 494 (1972).
43. H. W. Yen et al., *Optics Comm.* **9**, 35 (1973).
44. C. V. Shank, R. V. Schmidt, B. I. Miller, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 200 (1974).
45. M. L. Dakas, L. Kuhn, P. F. Heidrich, B. A. Scott, *ibid.* **16**, 523 (1970).
46. H. Kogelnik, T. P. Sosnowski, *Bell. Syst. Tech. J.* **49**, 1602 (1970).
47. H. Osterberg, L. W. Smith, *J. Opt. Soc. Am.* **58**, 1078 (1968).
48. J. E. Goell, R. D. Standley, *Bell. Syst. Tech. J.* **48**, 3445 (1969).
49. R. D. Standley, W. M. Gibson, J. W. Rodgers, *Appl. Opt.* **11**, 1213 (1972).
50. M. K. Barneski, R. G. Hunsperger, R. G. Wilson, G. Tangen, *J. Appl. Phys.* **44**, 1925 (1973).
51. E. Garmire, H. Stoll, A. Yariv, R. G. Hunsperger, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 87 (1972).
52. H. F. Taylor, W. E. Martin, D. B. Hall, V. H. Smiley, *ibid.*, p. 95.
53. W. E. Martin, D. B. Hall, *ibid.*, p. 325.
54. L. P. Kaminov, J. R. Carruthers, *ibid.* **22**, 326 (1973).
55. J. M. Hammer, W. Phillips, *ibid.* **24**, 545 (1974).
56. R. V. Schmidt, I. P. Kaminov, *ibid.* **25**, 458.
57. D. H. Hensler, J. D. Cuhbert, R. J. Martin, P. K. Tien, *Appl. Optics* **10**, 1037 (1971).
58. Н. И. Алфёров и др., *ФТИ* **2**, 1289 (1969).
59. I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, 211 (1969).
60. H. Kressel, H. Nelson, *RCA Rev.* **30**, 106 (1969).
61. J. M. Hammer, D. J. Channin, M. T. Duffy, J. P. Wittke, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 358 (1972).
62. V. Ramaswamy, *ibid.*, p. 183.
63. S. Miyazawa, *ibid.* **23**, 198 (1973).
64. P. K. Tien et al., *ibid.* **24**, 503 (1974).
65. *Ibid.* **21**, 207 (1972).
66. J. H. Harris, R. Shubert, J. N. Polky, *J. Opt. Soc. Am.* **60**, 1007 (1970).
67. R. Ulrich, H. P. Weber, *Appl. Optics* **11**, 428 (1972).
68. R. K. Tien, G. Smolinsky, R. J. Martin, *ibid.*, p. 637.

69. D. B. Ostrowsky, A. Jacques, Appl. Phys. Lett. 18, 556 (1971).
70. H. W. Weber, R. Ulrich, E. A. Chandross, W. J. Tomlinson, *ibid.* 20, 143 (1972).
71. J. C. Dubois, M. Gazard, D. B. Ostrowsky, Optics Comm. 7, 237 (1973).
72. J. E. Goell, Appl. Optics 12, 729 (1973).
73. J. J. Turner et al., Appl. Phys. Lett. 23, 333 (1973).
74. D. B. Ostrowsky, M. Papuchon, A. M. Roy, J. Trotel, Appl. Optics 13, 636 (1974).
75. D. L. Spears, H. I. Smith, Electron. Lett. 8, 102 (1972).
76. B. Fay, D. B. Ostrowsky, A. M. Roy, J. Trotel, Opt. Comm. 9, 424 (1973).
77. H. L. Garvin et al., Appl. Optics 12, 455 (1973).
78. C. V. Shank, R. V. Schmidt, Appl. Phys. Lett. 23, 154 (1973).
79. J. E. Goell, R. D. Standley, W. M. Gibson, J. W. Rodgers, *ibid.* 21, 72 (1972).
80. S. Somekh et al., *ibid.* 22, 46 (1973).
81. R. Ulrich et al., *ibid.* 20, 213 (1972).
82. E. A. Chandross, C. A. Pryde, W. J. Tomlinson, H. P. Weber, *ibid.* 24, 72 (1971).
83. I. P. Kaminow, IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. MTT-23, 57 (1975).
84. M. B. Panish, *ibid.*, p. 20.
85. P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin, Appl. Phys. Lett. 14, 291 (1969).
86. J. H. Harris, R. Schubert, In: Intern. Sci. Radio Union Spring Meeting Conference Abstracts, April 1969, p. 71.
87. D. Dalgoutte, Optics Comm. 8, 124 (1973).
88. R. Ulrich, J. Optics Soc. Am. 61, 1467 (1971).
89. J. H. Harris, R. Schubert, IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. MTT-19, 269 (1971).
90. P. K. Tien, R. J. Martin, Appl. Phys. Lett. 18, 398 (1971).
91. R. V. Schmidt, D. C. Flanders, C. V. Shank, R. D. Standley, *ibid.* 25, 651 (1974).
92. I. P. Kaminow, J. R. Carruthers, E. H. Turner, L. W. Stolz, *ibid.* 22, 510 (1973).
93. I. P. Kaminow, V. Ramaswamy, R. V. Schmidt, E. H. Turner, *ibid.* 24, 622 (1974).
94. J. F. S. Ledger, E. A. Ash, Electron Lett. 4, 99 (1968).
95. J. M. Hammer, D. J. Channin, M. T. Duffy, Appl. Phys. Lett. 23, 170 (1973).
96. M. A. de Barros, M. G. Wilson, Proc. Instr. Electr. Eng. 110, 807 (1972).
97. P. K. Cheo, *ibid.* 22, 241 (1971).
98. F. K. Reinhart, J. Appl. Phys. 39, 3426 (1968).
99. D. Hall, A. Yariv, E. Garmire, Optics Comm. 1, 403 (1970).
100. F. K. Reinhart, B. I. Miller, Appl. Phys. Lett. 20, 36 (1972).
101. F. K. Reinhart, *ibid.* 22, 372 (1973).
102. R. M. De La Rue, C. Stewart, C. D. Wilkinson, I. R. Williamson, Electron. Lett. 9, 326 (1973).
103. Y. Omachi, J. Appl. Phys. 44, 3928 (1973).
104. R. V. Schmith, I. P. Kaminov, J. R. Carruthers, Appl. Phys. Lett. 23, 417 (1973).
105. R. V. Schmidt, I. P. Kaminov, IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 57 (1975).
106. A. W. Warner, D. L. White, W. A. Bonner, J. Appl. Phys. 43, 4489 (1972).
107. M. L. Shah, Appl. Phys. Lett. 23, 75 (1973).
108. F. R. Gfeller, C. W. Pitt, Electron. Lett. 8, 549 (1972).
109. J. P. Wittke, RCA Rev. 33, 674 (1972).
110. M. P. Panish, I. Hayashi, Appl. Sol. State Science, N. Y., Academic Press, 1974.
111. H. Kressel, In: Lasers, Ed. A. K. Levine, A. de Maria, N. Y., Dekker, 1971.
112. L.A.D'Asaro, J. Luminescence 7, 310 (1973).
113. M. K. Barnoski, R. G. Hunspörger, A. Lee, Appl. Phys. Lett. 24, 627 (1974).
114. J. P. van der Ziel, W. A. Bonner, L. Kopf, L. G. Van Uitert, Phys. Lett. A42, 105 (1972).
115. J. P. van der Ziel et al., Appl. Phys. Lett. 22, 656 (1973).

116. J. G. Grabmaier et al., Phys. Lett. A43, 249 (1973).
 117. M. Kawabe, H. Kotani, K. Masuda, S. Namba (будет опубликовано).
 118. F. K. Reinhart, R. A. Logan, T. P. Lee, Appl. Phys. Lett. 24, 270 (1974).
 119. M. Nakamura et al., *ibid.*, p. 466.
 120. D. R. Scifres, R. D. Burnham, W. Streifer, *ibid.* 25, 203.
 121. W. S. Chang, M. W. Muller, F. J. Rosenbaum, Integrated Optics, in: Laser Applications, v. 2, N. Y., Academic Press, 1974.
 122. H. F. Taylor, A. Yariv, Proc. IEEE 62, 1044 (1974).

ДОПОЛНЕНИЕ К ПЕРЕВОДУ

Краткий обзор современных достижений в области тонкопленочных оптических устройств и интегральных схем на их основе за два года, прошедшие с момента написания обзора Г. Когельником, следует, по-видимому, начать с перечисления тех книг и обзорных работ, которые вышли в свет за это время. Это прежде всего монография ¹, в которой нашли отражение почти все вопросы, имеющие отношение к интегральной оптике; книга Маркузе ², в которой рассмотрена теория асимметричных плоских волноводов и оптических волокон, а также теория связанных мод в применении к тонкопленочным волноводам; книга Гончаренко и Редько ³, посвященная, в основном, распространению поверхностных волн в анизотропных волноводах. Опубликован целый ряд обзорных работ по общим вопросам и перспективам интегральной оптики, например ⁴⁻⁶, нелинейным явлениям в тонких пленках ^{7,8}, лазерам с распределенной обратной связью ⁹.

В связи с разработкой оптических интегральных схем значительно возрос интерес к оптическим тонким пленкам, к методам и технологии их изготовления, причем здесь необходимы самые разнообразные материалы, как аморфные, так и монокристаллические.

Большое количество исследований посвящено органическим материалам, важным свойством которых являются достаточно малые потери излучения и фоточувствительность, т. е. способность изменять физико-химические характеристики в результате фотохимических реакций — показатель преломления, скорость диффузии и т. д. На основе подобных материалов могут быть созданы самые разнообразные функциональные элементы — полосковые (канальные) волноводы, тонкопленочные линзы, призмы, дифракционные решетки, работающие в качестве элементов ввода и вывода излучения, узкополосных фильтров и зеркал, пленочных волноводных лазеров. Обзору методов изготовления элементов интегральной оптики и технологии изготовления полимерных волноводов посвящена работа ¹⁰. Применяя метод фотолокализации, удается получить одномодовые полосковые волноводы с наименьшими потерями до $0,2 \text{ дб/см}$ ¹¹, а сам метод обеспечивает высокое разрешение и пригоден для производства тонкопленочных голографических решеток. Используя акриловую смолу (коэффициент преломления $n = 1,485$ на $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$), удалось получить тонкопленочные волноводы с потерями, меньшими $0,13 \text{ дб/см}$ ¹². Оптимизации качества пленок из негативных фоторезистов посвящена работа ¹³. Рассмотрены свойства оптических волноводов, изготовленных посредством метода привитой сополяризации на подложках из мономерных материалов ¹⁴. С помощью полимеризации в высокочастотном разряде органических соединений ароматического ряда получены тонкопленочные световоды ¹⁵.

Методом вакуумного испарения специального стекла CAS ($n = 1,46$) на кварцевые подложки получены волноводы с потерями $0,2 \text{ дб/см}$ ($\lambda = 0,7 \text{ мкм}$) ¹⁶. Изготовлены световодные пленки путем распыления танталового катода в смеси $O_2 - N_2$ с изменяемым коэффициентом преломления в пределах $1,85 - 2,16$ и вариацией толщины $\sim 20 \text{ \AA}$; потери энергии светового излучения не превышают 1 дб/см ^{17, 18}. Методом реактивного распыления на постоянном токе созданы оптические волноводы на пленках Nb_2O_5 ($n = 2,1 - 2,27$); минимальные потери $0,5 \text{ дб/см}$ ¹⁹. Недавние исследования показали, что неодимовый пентафосфат имеет высокое оптическое усиление стимулированного излучения, на основе чего возможно, по-видимому, создание тонкопленочных лазеров; тонкие пленки этого материала достаточно легко получаются методом ВЧ-распыления (потери $\sim 1 \text{ дб/см}$, $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ и $1,2 \text{ дб/см}$, $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) ²⁰. Продолжается разработка технологии изготовления волноводов, легированных неодимом ^{21, 22}.

Получены волноводы методом миграции ионов серебра в ниобат лития в расплаве $AgNO_3$ ²³ обратной диффузией $LiNbO_3$ в $LiTaO_3$ ²⁴. Путем имплантации ионов получены оптические волноводы в кварце ²⁵⁻²⁷ и $ZnTe$ ²⁸. Типичные энергии и плотности ионов составляли от $0,3$ до 3 Мэв и от 10^{14} до $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ соответственно, минимальные потери $0,3 \text{ дб/см}$. Тонкопленочные волноводы в $GaAs$ были сформированы облучением нейтронами ²⁹.

В работе ³⁰ дан обзор методов и технологий изготовления оптических волноводов на основе аморфных и однокристаллических полупроводниковых материалов, рассмотрены последние достижения в разработке метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Важное значение имеет разработка технологии выращивания монокристаллических тонких пленок LiNbO_3 , так как этот материал дешевле, чем GaAs, а качество электрооптических модуляторов на его основе выше. Для полученного методом эпитаксии слоя LiNbO_3 на подложке из LiTaO_3 потери света составили 1 дб/см ^{31, 32}. Предложена новая «капиллярная» технология выращивания пленок ниобата лития на подложках LiTaO_3 ³³. Разработан способ изготовления волноводов из Ge/GaAs ³⁴.

Возбуждение различных типов волноводов имеет свои различия и особенности и требует дальнейшего анализа систем ввода. Например, в работе ³⁵ сформулированы в универсальной форме условия наиболее эффективного возбуждения диффузных волноводов туннельными и дифракционными способами, проведен анализ эффективности решеточных устройств ввода ^{36, 37}. Элемент связи, обеспечивающий ввод излучения в тонкопленочный волновод, может служить одновременно удобным инструментом для определения с высокой точностью параметров пленки ³⁸. С помощью призмы связи ³⁹ и дифракционной решетки ⁴⁰ были проведены измерения параметров гетероэпитаксиальных структур в системе GaAs — AlAs.

Одним из важных вопросов, с которыми приходится сталкиваться при изготовлении схем интегральной оптики, является обеспечение эффективной связи по световому потоку между двумя тонкопленочными световодами. Для двух различных световодов с существенным фазовым рассогласованием эффективная связь возможна с помощью дифракционной решетки с соответствующим периодом, размещенной в промежуток между двумя тонкопленочными световодами и использованной для осуществления фазового согласования. В результате экспериментов было установлено, что максимальное значение эффективности связи такого устройства составляет 27% ⁴¹.

Третий способ ввода излучения в пленку — через суживающийся край волновода — продолжает исследоваться ⁴²⁻⁴⁴ и уже находит применение в конкретных устройствах интегральной оптики, например, в полупроводниковых лазерах, имеющих внутри резонатора связь пассивного и активного волновода такого типа ⁴⁵.

Возможности оптических интегральных схем значительно расширятся, если будут разработаны эффективные и простые устройства связи между стекловолноконными и пленочными световодами. В этом направлении проведены уже некоторые разработки ^{46, 47}, получено туннельное ⁴⁸, дифракционное ⁴⁹ и, через суживающийся край ⁴⁴, согласование тонкопленочного волновода и волоконного световода.

Кроме перечисленных элементов согласования лазерного излучения с оптическими волноводами, существует еще одно вводное устройство — голографическое, в котором роль согласующего элемента играет голограмма. С помощью такого устройства возможен ввод излучения в пленочные ^{50, 51} и волоконные световоды ⁵², однако техническая реализация такого устройства сложна, хотя оно и обладает некоторыми преимуществами.

Разрабатываются методы непосредственного ввода излучения лазеров в световод, осуществлена туннельная перекачка излучения малогабаритного лазера в тонкопленочный волновод ⁵³⁻⁵⁵.

Много внимания уделяется вопросам создания и исследования канальных волноводов, так как, по-видимому, в реальных интегрально-оптических системах именно на их основе будут создаваться смесители частот, направленные ответвители и другие элементы управления лазерным излучением и передачи информации. Исследованы канальные волноводы, полученные методами диффузии ⁵⁶ и селективного травления ⁵⁷ на основе полупроводниковых подложек. Изучаются различные варианты создания волноводов в таком перспективном материале, как GaAs, типичные потери излучения составляют в канальных структурах $0,8 \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ и $1,2 \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = 0,9 \text{ мкм}$ ⁵⁸, а потери в плоских волноводах на основе GaAs с концентрацией примесей $10^{13}-10^{16} \text{ см}^{-3}$ вблизи края собственного поглощения $2-18 \text{ дб/см}$ ⁵⁹.

Интенсивно разрабатываются и экспериментально исследуются элементы интегрально-оптических схем. Возможные практические реализации основных типов оптических ответвителей мощности рассмотрены в работе ⁶⁰. Для коммутации световых потоков в оптических волноводах созданы управляемые направленные ответвители на основе канальных волноводов, переключение которых осуществляется путем использования электрооптического эффекта в материале ответвителя. Главным образом используются волноводы на основе как ниобата лития ^{61, 62}, эффект переключения в которых достигается при напряжениях $\sim 6 \text{ в}$, так и GaAs, частота переключения в последних свыше 100 МГц , потребляемая мощность 180 мВт/МГц и потери $\sim 3 \text{ дб/см}$ ⁶³. Кроме направленных ответвителей, исследуются и другие элементы интегральных схем: планарные линзы, призмы, дифракционные решетки, тонкопленочные делители и отражатели волноводных мод ⁶⁴, интегрально-оптические поляризаторы ⁶⁵, тонкопленочный интерферометр, на основе которого могут быть созданы калориметр и рефлектометр ⁶⁶, волноводные тонкопленочные фотодетекторы ⁶⁷ (в работе ⁶⁸ на кремние-

вой подложке изготовлен внутри оптического канального волновода фотодетектор, имеющий чувствительность $0,33 \text{ мкА/мкВт}$ на $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ с разрешением 10^{-9} сек . Детально исследованы дифракционные решетки, сформированные в тонкопленочном волноводе, выполняющие различные функциональные назначения — преобразование мод с эффективностью $\sim 90\%$ ⁶⁹, излучение и отражение волноводных мод с коэффициентом отражения около 1, согласование миниатюрного лазера с тонкопленочными волноводами⁷⁰, изучено влияние поляризации световой волны на процесс ее излучения⁷¹.

Продолжаются исследования различных типов диэлектрических волноводов и их свойств. В работе⁷² приведена технология изготовления, методика и результаты экспериментального исследования фокусирующих оптических волноводов для интегрально-оптических схем, изготовленных методом диффузии в стеклянную и полупроводниковые подложки, изучены резонансные оптические эффекты в двухслойных тонкопленочных структурах⁷³. Интересные результаты теоретических и экспериментальных исследований явления формирования изображений в однородных планарных оптических волноводах приведены в работах^{74, 75}, где показано, что самоизображение является свойством высокомодевых параллельных тонкопленочных волноводов. Большое количество работ посвящено исследованию характеристик диффузионных волноводов как одних из самых перспективных, позволяющих формировать оптические волноводы и элементы интегральных схем в широком классе монокристаллических и аморфных веществ⁷⁶⁻⁷⁸. В связи с этим, важным вопросом является установление параметров волноводов, имеющих определенный профиль показателя преломления⁷⁹⁻⁸³.

Весьма многообразны тонкопленочные модуляторы лазерного излучения на основе электрооптического эффекта. Амплитудная модуляция света за счет дифракции на образованных электрооптически решетках получена в волноводах $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$ на подложках LiTaO_3 , модулировалось излучение полупроводникового лазера, работающего в непрерывном режиме, достигнута глубина модуляции $\sim 80\%$ ⁸⁴ и 60% при напряжениях на электродах 8 в ⁸⁵, и в волноводах на эпитаксиальных слоях ZnO получена 80% -ная модуляция излучения при 80 в , быстрдействие элемента 3 нсек и управляющая мощность 4 мВт/МГц ⁸⁶.

Фазовая модуляция исследовалась в канальных волноводах шириной $4,6 \text{ мкм}$, полученных методом диффузии титана в кристалл LiNbO_3 , коэффициент модуляции составил $0,3 \text{ в/рад}$ при модулирующей мощности $1,7 \text{ мкВт/МГц}\cdot\text{рад}^2$ на $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ ⁸⁷; в канальных волноводах на основе эпитаксиальных пленок GaAs получена частота модуляции 150 МГц при мощности 300 мкВт/МГц ⁸⁸; в гребенчатых волноводах на основе LiTaO_3 , с шириной гребня 24 мкм , достигнута частота 1 ГГц при управляющем напряжении 30 в ⁸⁹; в гетероструктурах на основе AlGaAs разность фаз в 150° соответствовала управляющему напряжению 10 в ⁹⁰.

Разработан модулятор на основе интерферометра Маха—Цендера в тонкопленочном исполнении, модулятор выполнен в виде разветвляющегося гребенчатого волновода в LiNbO_3 ⁹¹ и ZnSe ⁹², типичное значение полуволнового напряжения для него 19 в .

Получена модуляция света за счет изменения параметров электрооптических подложек волновода, коэффициент модуляции составил $\sim 8 \cdot 10^{-3} \text{ рад/в}\cdot\text{см}$ на частотах 1 кГц при использовании подложек из CdTe и KDP ⁹³. Создан также «чуп-пульсный» модулятор из пленки Nb_2O_5 , нанесенной на подложку LiNbO_3 , достигнута частота $1,8 \text{ ГГц}$ при управляющем напряжении 17 в ⁹⁴.

На тонкой пластине толщиной 70 мкм из LiTaO_3 с полосковыми контактами получена модуляция излучения с частотой 600 МГц при напряжениях 300 в ⁹⁵. На основе арсенида галлия выполнен модулятор для излучения с длиной волны $10,6 \text{ мкм}$, частота модуляции составила 16 ГГц ⁹⁶.

Исследовалась модуляция на электропоглощении в волноводах на основе GaAs ⁹⁷.

На основе магнитооптического эффекта получена модуляция с глубиной 10% на частоте 60 Гц при напряжении поля 6 в ⁹⁸; изучено преобразование оптических мод в ферритовой пленке с помощью однородного магнитного поля⁹⁹.

Широко проводятся исследования характеристик волноводных акустооптических модуляторов. В работе¹⁰⁰ получена фазовая модуляция света на частоте 62 МГц . Экспериментально изучена дифракция света, распространяющегося по тонкопленочному волноводу из ZnO , на акустических поверхностных волнах, которые возбуждались на частоте 130 МГц с помощью электродов встречно-штыревого типа, дифракционная эффективность достигала 90% при 100 мВт акустической мощности¹⁰¹. В устройствах на пленках полистирола достигнута частота $28,7 \text{ МГц}$ ¹⁰². Создан элемент для обработки оптической информации в тонкопленочном волноводе на объемных решетках, индуцированных акустическими поверхностными волнами, здесь использовались пленки As_2S_3 на подложках LiNbO_3 , получена дифракционная эффективность 93% при 3 мВт акустической мощности¹⁰³.

Предложена новая конфигурация электродов: нанесенные на оптический волновод, они действуют аналогично электрооптической призме, переключение достигается при управляющем напряжении 15 в ¹⁰⁴.

Получена модуляция света в волноводах на основе жидких кристаллов¹⁰⁵, в работе¹⁰⁶ сообщается о модуляции света на жидких кристаллах и нитробензоле на основе эффекта Керра, достигнуты частоты 50 *кГц* и 2 *МГц* при управляющих напряжениях 100 и 60 *в* соответственно, в работе¹⁰⁷ изучена амплитудная модуляция света при нарушении условия полного внутреннего отражения на границе волновода и по крытия из жидкого кристалла.

Продолжаются исследования нелинейных явлений в тонкопленочных волноводах. Экспериментально осуществлена генерация второй гармоники в условиях фазового синхронизма в волноводах из ZnS, нанесенных на кристаллическую подложку LiNbO₃, с использованием нелинейных свойств как пленки, так и подложки¹⁰⁸, и в волноводах из GaP на подложке CaF₂¹⁰⁹.

Большое количество работ посвящено лазерам с распределенной обратной связью, но поскольку недавно по этому вопросу был опубликован обзор⁹, остановимся только на самых последних достижениях.

Проведено теоретическое рассмотрение стационарного режима генерации в лазере с оптической накачкой, рассчитаны коэффициент усиления, порог и выходная амплитуда генерации в зависимости от когерентности накачки¹¹⁰, изучены возможности селекции, получение одночастотного режима генерации¹¹¹. Получена генерация инжекционного гетеролазера с распределенными брегговскими зеркалами при температуре 180 °K¹¹² и комнатной¹¹³ температуре. Сообщается о лазерах на красителях с малой расходимостью излучения¹¹⁴ и работающих с частотой повторения до 100 *гц*¹¹⁵.

А. С. Семенов, В. Л. Смирнов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Introduction to Integrated Optics, Ed. M. K. Barnoski, New York — London, Plenum Press, 1974.
2. D. Marcuse, Theory of Dielectric Optical Waveguides, New York — London, Academic Press, 1974.
3. А. М. Гончаренко, В. П. Редько, Введение в интегральную оптику, Минск, «Наука и техника», 1975.
4. Е. М. Золотов, В. А. Киселев, В. А. Сычугов, УФН 112, 231 (1974).
5. P. K. Tien, Laser Applied Optics and Spectroscopy, Reading, Mass., W. H. Benjamin, Inc., 1975, p. 199.
6. F. A. Blum, Microwaves 14 (5), 56 (1975).
7. И. Я. Ицхоки, Зарубежн. радиоэлектрон., № 9, 99 (1975).
8. Y. R. Shen, Revs. Mod. Phys. 48, 1 (1976).
9. В. Н. Лукьянов, А. Т. Семенов, Н. В. Шелков, С. Д. Якубович, Квант. электрон. 2, 2373 (1975).
10. H. P. Weber, W. I. Tomlinson, E. A. Chandross, Opt. and Quantum Electron. 7, 465 (1975).
11. W. I. Tomlinson, H. P. Weber, C. A. Pryde, E. A. Chandross, Appl. Phys. Lett. 26, 303 (1975).
12. F. Mohring, D. Volkman, D. Huhn, Opt. and Quantum Electron. 7, 443 (1975).
13. I. I. Clair, I. Frejlich, I. M. I. Jonathan, L. H. Torres, Nouv. rev. opt. 6, 303 (1975).
14. Okada Takeshi, Oikawa Shigeru. Кэнкю дзицуека хококу, Electr. Comm. Lab. Techn. J, 24, 2693 (1975).
15. Р. Е. Погорелов, В. П. Редько, Л. М. Штейнгарт, Квант. электрон. 2, 1847 (1975).
16. R. Th. Kersten, W. Ranscher, Optics Comm. 13, 189 (1975).
17. S. I. Ingreay, W. D. Westwood, Y. C. Cheng, I. Wei, Appl. Optics 14, 2194 (1975).
18. I. Wei, S. I. Ingreay, W. D. Westwood, S. Kos, Appl. Phys. Lett. 28, 347 (1976).
19. R. L. Aagard, *ibid.* 27, 605 (1975).
20. D. I. Quinn, I. Berak, D. E. Cullen, J. Appl. Phys. 46, 3866 (1975).
21. B. U. Chen, C. L. Tang, Appl. Phys. Lett. 28, 435 (1976).
22. S. I. Ingreay, W. D. Westwood, Appl. Optics 15, 607 (1976).
23. M. I. Shan, Appl. Phys. Lett. 26, 652 (1975).
24. M. Minakata, I. Noda, N. Uchida, *ibid.*, p. 395.
25. E. V. K. Rao, D. Montonnet, J. Appl. Phys. 46, 955 (1975).
26. R. Th. Kersten, H. Boroffka, Optics Comm. 17, 119 (1976); Opt. and Quantum Electron. 8, 263 (1976).
27. В. В. Васильев, А. А. Нестеров, С. А. Соколов, В. В. Шашкин, Квант. электрон. 3, 461 (1976).

28. S. Valette, G. Labrunie, I. Lizet, *J. Appl. Phys.* **46**, 2731 (1975).
29. S. Share, A. S. Epstein, T. Mouse, W. S. C. Chang, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 340 (1976).
30. P. K. Tien, A. A. Ballman, *J. Vac. Sci. and Technol.* **12**, 892 (1975).
31. S. Miyazawa, K. Sugii, N. Uchida, *J. Appl. Phys.* **46**, 2223 (1975).
32. A. A. Ballman, H. Brown, P. K. Tien, *J. Cryst. Growth* **29**, 289 (1975).
33. T. Fukuda, H. Hirano, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 575 (1976).
34. F. Bergler, R. Ulrich, *Wave Electron.* **1**, 153 (1975).
35. В. А. Киселев, А. М. Прохоров, *Квант. электрон.* **2**, 2026 (1975).
36. H. A. Hans, R. V. Schmidt, *Appl. Optics* **15**, 774 (1976).
37. D. C. Dalgoutte, C. D. W. Wilkinson, *ibid.* **14**, 2983 (1975).
38. R. Th. Kersten, *Opt. Acta* **22**, 503 (1975).
39. Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин, В. Л. Смирнов, *Квант. электрон.* **1**, 1880 (1974).
40. Ж. И. Алфёров, С. А. Гуревич, Н. В. Клепикова, Н. Н. Мизеров, Е. Л. Портной, М. Э. Райх, Б. С. Рывкин, *ЖЭТФ* **46**, 558 (1976).
41. H. P. Hsu, W. S. C. Chang, *Opt. and Quantum Electron.* **7**, 459 (1975).
42. T. R. Ranganth, W. T. Tsang, S. Wang, *Appl. Optics* **14**, 1847 (1975).
43. A. R. Nelson, *ibid.*, p. 3042.
44. Е. М. Золотов, В. М. Пелехатый, А. М. Прохоров, *Квант. электрон.* **3**, 1478 (1976).
45. F. K. Reinhart, R. A. Logan, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 516 (1975).
46. D. Vicent, J. W. Y. Lit, *Appl. Optics* **14**, 1256 (1975).
47. C. A. Goben, D. L. Begley, M. Davarganah, *ibid.*, p. 1481.
48. Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин, В. Л. Смирнов, *Квант. электрон.* **2**, 844 (1975).
49. J. M. Hammer, R. A. Bartolini, A. Miller, C. C. Neil, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 192 (1976).
50. Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин, В. Л. Смирнов, *Опт. и спектр.* **37**, 1008 (1974).
51. S. K. Case, M. K. Han, *Optics Comm.* **15**, 306 (1975).
52. H. Nishihara, S. Inohara, T. Suhara, J. Коуама, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-11**, 794 (1975).
53. А. А. Зленко, А. М. Прохоров, В. А. Сычугов, Г. П. Шипуло, *Квант. электрон.* **1**, 2576 (1974).
54. Y. Suematsu, M. Yamada, K. Hayashi, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-11**, 457 (1975).
55. Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин, В. И. Молочев, В. Л. Смирнов, А. В. Шмалько, *Опт. и спектр.* **41**, 143 (1976).
56. I. M. Hammer, *Appl. Optics* **15**, 319 (1976).
57. C. C. Tseng, D. Botez, S. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 699 (1976).
58. F. J. Leonberger, I. P. Donnelly, C. O. Vozler, *ibid.* **28**, 616 (1976).
59. I. Stillman, C. M. Wolfe, I. A. Rossi, H. Neckscher, *ibid.*, p. 197.
60. F. Anracher, R. Th. Kersten, H. H. Witte, G. Zieder, *Siemens Forsch. und Entwicklungsber.* **5**, 47 (1976).
61. M. Paruchon, Y. Combemale, et al., *Phys. Lett.* **27**, 289 (1975).
62. R. V. Schmidt, H. Kogelnik, *ibid.* **28**, 503 (1976).
63. J. C. Cambell, F. A. Blum, et al., *ibid.* **27**, 202 (1975).
64. Tsang Won-Tien, Wang Shyt, *ibid.*, p. 588.
65. H. F. Mahlein, *Optics Comm.* **16**, 420 (1976).
66. Е. М. Золотов, *Квант. электрон.* **3**, 453 (1976).
67. J. T. Boyd, C. L. Chen, *Appl. Optics* **15**, 1389 (1976).
68. C. C. Tsang, S. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 632 (1975).
69. Е. М. Золотов, А. М. Прохоров, Е. А. Щербakov, *Квант. электрон.* **3**, 173 (1976).
70. А. А. Зленко, В. А. Киселев, А. М. Прохоров, А. А. Спихальский, В. А. Сычугов, *ibid.* **2**, 2433 (1975).
71. А. А. Зленко, А. М. Прохоров, А. А. Спихальский, В. А. Сычугов, *ibid.* **3**, 1056 (1976).
72. I. Nishizawa, A. Otsuka, in: *Proc. of Symposium of Optical and Acoustic Micro-Electronics*, N. Y., 1975.
73. В. И. Аникин, Л. Н. Дерюгин, *Опт. и спектр.* **39**, 956 (1975).
74. R. Ulrich, *Optics Comm.* **13**, 259 (1975).
75. R. Ulrich, G. Ankele, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 337 (1975).

76. В. И. Аникин, А. Г. Горобец, Квант. электрон. 2, 1465 (1975).
77. В. И. Аникин, А. П. Горобец, Микроэлектроника 5, 194 (1976).
78. E. Garbire, D. F. Lovelace, G. H. B. Thompson, Appl. Phys. Lett. 26, 329 (1975).
79. I. Savatinoва, E. Uadjakav, Appl. Phys. 8, 245 (1975).
80. I. M. White, P. F. Neidrich, Appl. Optics 15, 151 (1976).
81. Е. М. Золотов, В. А. Киселев, А. М. Прохоров, Е. А. Щербяков, Квант. электрон. 3, 1672 (1976).
82. K. D. Laakmann, W. H. Steirr, Appl. Opt. 15, 1334 (1976).
83. Ю. С. Кузминов, Н. М. Линдин, А. М. Прохоров, А. А. Спихальский, В. А. Сычугов, Квант. электрон. 2, 2309 (1975).
84. I. M. Hammer, H. Kressel, I. Ladany, C. C. Neil, Proc. IEEE 63, 325 (1975).
85. В. М. Ермолаев, Ф. А. Логачев, Н. М. Линдин, Б. Б. Мешков, А. М. Прохоров, В. А. Сычугов, Г. П. Шипуло, Квант. электрон. 3, 2074 (1976).
86. I. M. Hammer, D. J. Channin et al., IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 138 (1975).
87. J. P. Kamimov, L. W. Stulz, E. H. Turner, Appl. Phys. Lett. 27, 555 (1975).
88. I. C. Cambell, A. F. Blum, D. W. Shaw, ibid. 26, 640.
89. I. Uoda, N. Uchida, M. Minakata, T. Saku, S. Saito, Y. Ohmachi, ibid., p. 298.
90. F. K. Reinhart, W. R. Sinclair, R. A. Logan, ibid. 29, 21 (1976).
91. Ohmachi Yoshiro, Noda Iuichi, ibid. 27, 544 (1975).
92. W. E. Martin, ibid. 26, 562.
93. Izutsu Masayuki, Sueta Tadasu, Дэнки цусин' чаккай ромбунси, Trans. Inst. Electron. and Comm. Eng. Japan C58, 532 (1975).
94. J. C. Webster, F. Zernike, Appl. Phys. Lett. 26, 465 (1975).
95. A. R. Nelson, D. H. McMahon, R. L. Gravel, ibid. 28, 321 (1976).
96. P. K. Cheo, M. Gilden, ibid., p. 626.
97. G. E. Stilmann, C. M. Walfe et al., ibid., p. 544.
98. Agrawal Vijal Kumar, Migazaki Yasuimitsu, Акаа Yasuo, Japan J. Appl. Phys. 14, 1313 (1975).
99. Г. А. Смоленский, Э. П. Стинсер, М. А. Гарсия, А. Н. Агеев, С. А. Миронов, О. Н. Дикарев, Е. С. Шер, А. В. Антонов, Письма ЖТФ 2, 289 (1976).
100. S. P. Christensen, W. H. Steier, R. Basn, IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 849 (1975).
101. J. Kushibiki, H. Sasaki et al., Appl. Phys. Lett. 26, 362 (1975).
102. А. И. Гудзенко, О. В. Гусев, Л. Н. Дерюгин, С. А. Забузов, В. В. Клудин, Л. А. Осадчев, Б. П. Разживин, Г. Ф. Сиротин, В. Е. Сотин, Н. И. Чернышев, Радиотехн. и электрон. 21, 386 (1976).
103. K. W. Loh, W. S. C. Chang, R. A. Becker, Appl. Phys. Lett. 28, 109 (1976).
104. J. P. Kamimov, L. W. Stulz, IEEE J. Quantum Electron. 11 (pt. 1), 633 (1975).
105. T. G. Giallorenzi, J. A. Weiss, J. P. Sheridan, J. Appl. Phys. 47, 1820 (1976).
106. Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин, В. Л. Смирнов, В. Н. Сороковиков, Квант. электрон. 2, 2499 (1975).
107. З. Э. Буачидзе, В. И. Бусурин, В. В. Никитин, А. С. Семенов, Н. П. Удалов, ibid. 3, 448 (1976).
108. Ito Hiromasa, Jnaba Humio, Optics Comm. 15, 104 (1975).
109. J. P. van der Ziel, R. M. Mikulyak, A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. 27, 71 (1975).
110. Т. А. Ляхов, Ю. В. Пономарев, Квант. электрон. 3, 107 (1976).
111. P. D. Казаринов, З. Н. Соколова, Р. А. Сурис, ЖТФ 46, 229 (1976).
112. W. T. Tsang, S. Wang, Appl. Phys. Lett. 28, 596 (1976).
113. Ж. И. Алфёров, С. А. Гуревич, Н. В. Клепикова, М. Н. Мизеров, Е. Л. Портной, Письма ЖТФ 2, 245 (1976).
114. T. Aoyagi, Y. Aoyagi, S. Namba, Japan J. Appl. Phys. 15, 941 (1976).
115. А. И. Рубинов, Т. Ж. Эфендиев, А. В. Адамушко, Квант. электрон. 3, 1816 (1976).