

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.4

ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДАХ*Е. М. Золотов, В. А. Киселев, В. А. Сычугов*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	231
1. Распространение световых волн в тонких диэлектрических пленках	232
2. Пассивные оптические элементы	239
3. Методы ввода и вывода излучения из тонкопленочных волноводов	243
4. Нелинейные оптические явления	256
5. Преобразование поверхностных волн	263
6. Усиление и генерация света в тонких пленках	266
Цитированная литература	271

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы квантовая электроника достигла такого уровня развития, когда возможности ее, раскрытые в рамках лабораторных исследований, находят все более и более широкое применение на практике. В частности, использование тонкопленочных диэлектрических волноводов открывает путь к созданию миниатюрных лазерных устройств, оптических модуляторов, фильтров, параметрических генераторов и других элементов для систем связи с большой информационной емкостью, быстродействующих вычислительных устройств и для систем оптической обработки информации. Формирование тонкопленочных оптических элементов на плоской диэлектрической подложке позволит в будущем конструировать интегральные оптические схемы, слабо подверженные влиянию внешних (тепловых и механических) воздействий, экономичные в работе и дешевые в серийном изготовлении. Такая перспектива и послужила основой для возникновения на стыке микроволновой техники и оптики новой области исследований — интегральной оптики. Первые работы по плоским несимметричным диэлектрическим волноводам толщиной порядка длины световой волны выполнены в нашей стране в 1967—1968 гг.¹⁻³. В этих работах изучены основные свойства оптических волноводов на диэлектрической подложке, разработан метод ввода и вывода света через поверхность волновода на основе оптического туннельного эффекта и осуществлено преобразование частоты лазерного излучения в нелинейном тонкопленочном волноводе. После появления работ^{4, 5}, в которых были предложены различные варианты использования оптических волноводов в интегральных схемах, широким фронтом развернулись исследования по интегральной оптике за рубежом. К настоящему времени в данной области достигнут существенный прогресс. С достаточной полнотой изучены теоретически и экспериментально дисперсионные характеристики несимметричных диэлектрических волноводов, а также распределения поля и световые потоки, создаваемые в них поверхностными волнами^{1, 6-17} (см. гл. 1). Путем изменения оптической толщины

в тонкопленочных волноводах осуществлены такие пассивные оптические элементы, как линзы, призмы и дифракционные решетки^{6, 18-21} (см. гл. 2). Наряду с туннельным вводом излучения^{2, 6, 8, 21-31} разработаны эффективные методы возбуждения определенной поверхностной волны через постепенно суживающийся край волноводной пленки и через объемную (или плоскую) фазовую дифракционную решетку, нанесенную непосредственно на ее поверхность^{2, 11, 32-41} (см. гл. 3). Проведены расчеты и измерения световых потерь, которые обусловлены поглощением и рассеянием на неоднородностях реальной пленки, а также заметным рассеянием на ее оптически несовершенных, шероховатых стенках^{1, 2, 7, 11, 16, 17, 42-46}.

Возможность получения световых потоков высокой плотности на достаточно протяженных участках тонкопленочного волновода является его основным достоинством при осуществлении различных нелинейных взаимодействий между световыми волнами^{2, 11, 15, 29, 47-52} (см. гл. 4). Помимо этого можно отметить, что тонкопленочные волноводы позволяют использовать изотропные нелинейные материалы и представляют новые сравнительно простые возможности для частотной перестройки параметрически возбуждаемых волн^{2, 15}. Появившиеся в печати экспериментальные работы по нелинейным эффектам в тонких пленках ограничиваются сообщениями о наблюдении второй гармоники и разностной частоты^{2, 51, 52}.

В гл. 5 обзора изложены основные результаты теоретических и экспериментальных исследований по пространственной модуляции поверхностных световых волн при их взаимодействии с акустическими волнами⁵³⁻⁵⁵, а также результаты исследований по взаимному преобразованию поверхностных волн в тонких пленках с анизотропными граничными средами⁵⁶⁻⁵⁸. Последняя гл. 6 посвящена вопросам, связанным с усилением и генерацией света в активированных тонкопленочных волноводах⁵⁹⁻⁷².

Ограничиваясь рассмотрением чисто физических вопросов, мы не останавливаемся здесь на технологии изготовления полосковых тонкопленочных волноводов (шириной порядка нескольких длин волн), хотя следует подчеркнуть, что создание таких волноводов с малыми потерями является главной практической задачей интегральной оптики на данном этапе ее развития. В этих целях ведутся интенсивные поиски новых материалов — органических и неорганических полупроводников и диэлектриков^{15, 43, 44, 46, 73}. Наряду с известными способами получения волноводных слоев⁷⁴⁻⁷⁶ разрабатываются новые^{15, 77}, в частности, с использованием диффузии ионов и внедрения протонов в подложку⁷⁸⁻⁸⁰. Для изготовления схем из полосковых оптических волноводов на единой диэлектрической подложке, помимо фотолитографии применяются экспонирование фоторезиста лазерным или электронным пучком^{35, 81, 82}, гравировка подложки с последующим заполнением микрожелобов полимеризующимся материалом⁷³ и другие методы^{15, 64, 83}.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН В ТОНКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

Однородная диэлектрическая пленка постоянной толщины, нанесенная на плоскую подложку из диэлектрика, представляет собой плоский (вообще говоря, несимметричный) оптический волновод, если диэлектрическая проницаемость ϵ_0 пленки выше диэлектрических проницаемостей ϵ_1 и ϵ_2 прилегающих к ней сред.

Поле монохроматических волн (с временной зависимостью $e^{-i\omega t}$), распространяющихся вдоль оси x и однородных по оси y , описывается

в таком волноводе (рис. 1) двумерным скалярным волновым уравнением

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_j^2 \right) v(x, z) = 0, \quad (1.1)$$

где $k_j = n_j k$, $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, $n_j = \sqrt{\epsilon_j}$ — показатели преломления сред ($j = 0, 1, 2$), поглощением света в которых мы будем пренебрегать. Волновая функция v — в соответствии с двумя возможными поляризациями света в волноводе — совпадает либо с электрическим вектором поля:

$$v = E_y \quad \text{и} \quad H_x = \frac{ic}{\omega} \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$H_z = -\frac{ic}{\omega} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (H\text{-волны}), \quad (1.2)$$

либо с магнитным вектором:

$$v = H_y \quad \text{и} \quad E_x = -\frac{ic}{\omega \epsilon} \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$E_z = \frac{ic}{\omega \epsilon} \frac{\partial v}{\partial x} \quad (E\text{-волны}) \quad (1.3)$$

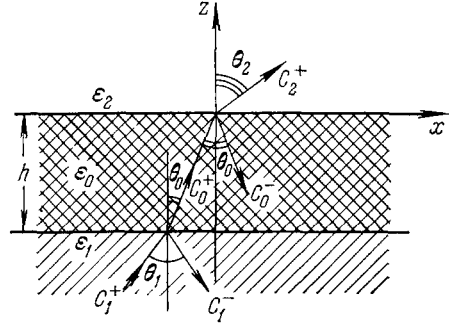


Рис. 1.

(см.⁸⁴). Для выполнения граничных условий на плоскостях $z = 0$ и $z = -h$, разделяющих слои диэлектриков, волны $v(x, z)$ должны быть представлены в виде $Z(z)X(x)$, т. е. в виде плоских волн

$$v(x, z) = Z(z)X(x) = [C_j^+ \exp(ik_j \cos \theta_j \cdot z) + C_j^- \exp(-ik_j \cos \theta_j \cdot z)] \exp(ik_j \sin \theta_j \cdot x), \quad C_j^\pm = \text{const.} \quad (1.4)$$

Постоянные θ_j , возникающие при разделении переменных в волновом уравнении, задают углы относительно оси z , под которыми распространяются падающие и отраженные плоские волны $\exp[i(k_{jx}x \pm k_{jz}z - \omega t)]$ в каждой из сред. В силу непрерывности поля на поверхностях раздела диэлектриков ($z = 0, -h$) эти волны должны иметь одинаковую зависимость от координаты x :

$$k_{jx} = \text{const} = k_x = n^* k \quad \text{или} \quad n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 = n^*. \quad (1.5)$$

Иными словами, направления распространения волн должны удовлетворять закону преломления (и отражения) света. Дальнейший анализ непрерывности тангенциальных составляющих поля при двух граничных значениях $z (0, -h)$ позволяет найти на основании (1.4) распределения поля, возможные в рассматриваемых нами трехслойных диэлектрических средах. Несколько позже мы остановимся на них более подробно, а сейчас обсудим детальнее граничное условие (1.5). Так как, по предположению, $n_2 < n_1$ и n_0 , то с увеличением угла наклона θ_0 волнового вектора \mathbf{k}_0 угол θ_2 прежде всех достигает предельного действительного значения $\pi/2$. Разумеется, условие (1.5) остается в силе при $n^* > n_2$ (или $k_x > k_2$). Однако действительным углам θ_0 теперь будут отвечать мнимые значения постоянной θ_2 . Вводя вместо нее новую постоянную для 2-й среды по формуле $\alpha_2 = i[\theta_2 - (\pi/2)]$, получим $n_2 \sin \theta_2 = n_2 \text{ch } \alpha_2$ для условия (1.5) и $ik_2 \cos \theta_2 = -k_2 \text{sh } \alpha_2$ для соотношения (1.4). Когда $k_x > k_2$, параметр α_2 принимает действительные значения в условии (1.5). При этом, согласно соотношению (1.4), поле во 2-й среде спадает экспоненциально с удалением от плоскости раздела $z = 0$. Поле, экспоненциально возрастающее по оси z , отсутствует во 2-й среде ($C_2^- = 0$), если не осуществляется ввод излучения в диэлектрическую пленку со стороны этой среды (см. гл. 3).

Таким образом, при условии $k_x > k_2$ световая волна идет во 2-й среде вдоль граничной поверхности, на которой происходит полное внутреннее отражение света, распространяющегося в пленке.

При дальнейшем увеличении угла падения волны на стенки диэлектрической пленки наступает момент, когда параметр n^* становится больше показателя преломления n_1 подложки. В этом случае распространяющаяся в пленке волна полностью отражается от обеих пограничных сред. Поле, проникающее в 1-ю и 2-ю среды, экспоненциально уменьшается с удалением от пленки. Таким образом, при условии

$$n_0 \geq n^* > n_1 \text{ (и } n_2) \quad (1.6)$$

световое излучение канализируется в диэлектрическом волноводе и возникают так называемые поверхностные волны, бегущие вдоль пленки. Скорость распространения поверхностных волн $v_x = \omega/k_x = c/n^*$ меньше скорости света $v_{1,2} = c/n_{1,2}$ в 1-й и 2-й средах, но больше скорости света $v_0 = c/n_0$ в пленке. Отметим, что введенный наряду с углом падения θ_0 параметр n^* играет роль эффективного показателя преломления для данной поверхностной волны, значения которого не могут выходить за пределы, указанные в (1.6). Далее введем для 1-й среды (как это было сделано ранее для 2-й среды) действительный параметр α_1 вместо мнимой постоянной θ_1 , перепишем граничное условие (1.5) в виде

$$n^* = n_0 \sin \theta_0 = n_1 \operatorname{ch} \alpha_1 = n_2 \operatorname{ch} \alpha_2 \quad (1.7)$$

и произведем замены

$$ik_j \sin \theta_j = in^*k, \quad ik_0 \cos \theta_0 = ik \sqrt{n_0^2 - n^{*2}}, \quad ik_{1,2} \cos \theta_{1,2} = -k \sqrt{n^{*2} - n_{1,2}^2} \quad (1.8)$$

в соотношении (1.4). В последнем, в отсутствие световой накачки со стороны 1-й и 2-й сред, следует также положить $C_1^+ = C_2^- = 0$.

Исходя из непрерывности тангенциальных составляющих поля на плоскости раздела пленки и 2-й среды ($z = 0$), можно определить амплитуды C_0^- и C_2^+ отраженной волны и волны, проникающей во 2-ю среду, через амплитуду C_0^+ падающей волны (см. ниже формулы (1.16)). При полном внутреннем отражении амплитуды C_0^+ и C_0^- , естественно, равны по величине:

$$C_0^-/C_0^+ = \exp(-i\delta_{02}), \quad (1.9)$$

а фазовый сдвиг между ними ⁴

$$\delta_{02} = 2 \operatorname{arctg} \left[\sqrt{\frac{n^{*2} - n_2^2}{n_0^2 - n^{*2}}} \left(\frac{n_0}{n_2} \right)^\alpha \right], \quad \alpha = \frac{2H_y}{H}, \quad (1.10)$$

где $H_y = 0$ в случае H -волн (1.2) и $H = H_y$ в случае E -волн (1.3).

Выполнение аналогичных условий на границе $z = -h$ между пленкой и 1-й средой позволяет найти с помощью (1.4) амплитуду C_1^- волны, проникающей в эту среду (точнее C_1^-/C_0^-), и показать, что

$$\frac{C_1^-}{C_0^-} \exp(-2ik_0h \cos \theta_0) = \exp(-i\delta_{01}), \quad (1.11)$$

где фазовый сдвиг δ_{01} , соответствующий полному внутреннему отражению на поверхности 1-й среды, описывается формулой (1.10) после замены в ней n_2 на n_1 . Нетрудно видеть, что уравнения (1.9) и (1.11) совместны при условии

$$2k_0 \cos \theta_0 \cdot h - \delta_{01} - \delta_{02} = 2\pi(m - 1), \quad (1.12)$$

ИЛИ

$$kh \sqrt{n_0^2 - n^{*2}} = \pi(m-1) + \arctg\left(\frac{n_0}{n_1}\right)^{\times} \sqrt{\frac{n^{*2} - n_1^2}{n_0^2 - n^{*2}}} + \arctg\left(\frac{n_0}{n_2}\right)^{\times} \sqrt{\frac{n^{*2} - n_2^2}{n_0^2 - n^{*2}}}, \quad (1.13)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$. Таким образом, монохроматическая световая волна может распространяться в диэлектрической пленке путем полных отражений от ее стенок только при определенных углах падения θ_{0m} , вытекающих из условия (1.12). Эти углы θ_{0m} уменьшаются с ростом m , причем минимальный угол падения $\theta_{0\tilde{m}}$ (или возможное число \tilde{m} поверхностных волн частоты ω в данном диэлектрическом волноводе) определяется нижним пределом (n_1) эффективного показателя преломления n^* поверхностных волн:

$$n_0 \sin \theta_{0m} > n_1 \quad (m = 1, 2, \dots, \tilde{m}). \quad (1.14)$$

С другой стороны, если фиксировать значение m , то соотношение (1.13) выступает в качестве дисперсионного уравнения, которое описывает зависимость эффективного показателя преломления n_m^* данной поверхностной волны от ее частоты ω . Эффективный показатель преломления n_m^* зависит также от толщины h диэлектрической пленки, что используется для создания пассивных оптических элементов (призм и линз), воздействующих на поверхностные волны в плоскости x, y волновода (см. гл. 2). С приближением n_m к своему нижнему пределу n_1 (т. е. с уменьшением угла падения θ_{0m}) величина kh в уравнении (1.13) достигает наименьшего допустимого значения

$$(kh)_{\min} = (n_0^2 - n_1^2)^{-1/2} \left[\pi(m-1) + \arctg\left(\frac{n_0}{n_2}\right)^{\times} \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 - n_1^2}} \right], \quad k = \frac{\omega}{c}. \quad (1.15)$$

В диэлектрической пленке заданной толщины h соотношение (1.15) определяет критическую частоту ω_m^{\min} для каждой из поверхностных волн. Если частота света ω становится меньше критической частоты, то поверхностная волна переходит в волну, которая не испытывает полного внутреннего отражения, по крайней мере на границе пленки с 1-й средой, вследствие чего возникает излучение света с поверхности волновода в эту среду. По той же причине для существования m -й поверхностной волны на частоте ω толщина диэлектрической пленки должна превышать критическую толщину h_m^{\min} , вытекающую из соотношения (1.15). Ввиду того, что фазовый сдвиг при полном внутреннем отражении E -волны больше, чем у H -волн, критическая толщина пленки оказывается выше для первой из указанных поляризаций m -й поверхностной волны: $h_{E,m}^{\min} > h_{H,m}^{\min}$. С увеличением m на единицу критическая толщина пленки неизменно возрастает на $\lambda/2\sqrt{n_0^2 - n_1^2}$. Используя пленку надлежащей толщины, можно ограничить число поверхностных волн диэлектрического волновода желательным образом (в частности, одной волной H_1).

Согласно уравнению (1.13) аналогичные соотношения между относительными толщинами пленки kh , отвечающими E_m - и H_m -волнам, имеют место при любом фиксированном значении n^* . В качестве иллюстрации на рис. 2 показана зависимость эффективных показателей преломления n_m^* от относительной толщины пленки для поверхностных E_m - и H_m -волн невысокого порядка при значениях показателей преломления сред $n_0 \approx 4,0$, $n_1 \approx 1,42$, $n_2 = 1,0$ (а) ¹ и более близких значениях $n_0 = 2,3$, $n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,0$ (б) ¹¹. Первый случай (рис. 2, а) описывает в интервале длин волн $\lambda = 2 - 4$ мкм германиевую пленку, нанесенную на подложку из кварца и соприкасающуюся с воздухом с другой стороны. Второму

случаю (рис. 2, б) соответствует в окрестности $\lambda \sim 1$ мкм пленка из ZnS на стеклянной подложке, которая находится в воздухе.

В любой продольной плоскости $z = \text{const}$ волновода, показанного на рис. 1, его поверхностные волны представляют собой бегущие волны вида $\exp [i(n^*kx - \omega t)]$. В поперечной плоскости $x = \text{const}$ внутри

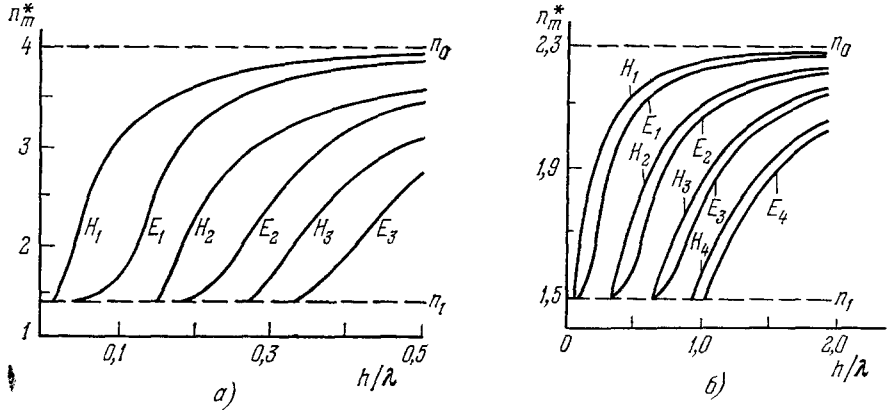


Рис. 2.

пленки ($0 \geq z \geq -h$) световое поле описывается стоячей волной $C_0^+ e^{-i\omega t} \{ \exp(i\sqrt{n_0^2 - n^{*2}kz}) + \exp[-i(\sqrt{n_0^2 - n^{*2}kz} + \delta_{02})] \}$, возникающей в результате суперпозиции падающей на стенку пленки и отраженной от нее волн. При угле падения θ_{0m} ($n_m^* = n_0 \sin \theta_{0m}$), т. е. в случае поверхностной волны с индексом m стоячая волна имеет $(m - 1)$ узел. В целом поле поверхностной волны распределяется следующим образом:

$$v(x, z, t) = Z(z) \exp [i(n^*kx - \omega t)],$$

$$Z(z) = \begin{cases} C_2^+ \exp(-\sqrt{n^{*2} - n_2^2}kz), & z \geq 0, \\ 2 \exp(-i\delta_{02}/2) C_0^+ \cos \left[\sqrt{n_0^2 - n^{*2}kz} + \frac{1}{2} \delta_{02}(n^*) \right], & 0 \geq z \geq -h, \\ C_1^- \exp(\sqrt{n^{*2} - n_1^2}kz), & z \leq -h, \end{cases} \quad (1.16)$$

где амплитуды волн, проникающих в 1-ю и 2-ю среды, $C_2^+ = 2C_0^+ / [1 + i \operatorname{tg}(\delta_{02}/2)]$, $C_1^- = 2C_0^+ \exp \{ [\sqrt{n^{*2} - n_1^2} - i\sqrt{n_0^2 - n^{*2}}]kh \} / [1 - i \operatorname{tg}(\delta_{01}/2)]$; $\operatorname{tg}(\delta_{02}/2)$ см. в (1.10). Магнитное поле H_m -волн ($v = E_y$) и электрическое поле E_m -волн ($v = H_y$) нетрудно рассчитывать по формулам (1.2) и (1.3) соответственно. Получающиеся при этом выражения приведены в работе ¹.

Усредненный по времени поток энергии, которая переносится поверхностной волной вдоль тонкопленочного волновода в каждой из образующих его сред (через сечение единичной ширины по оси y), определяется общим выражением

$$P_x^{(j)} = \int dz \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} S_x^{(j)} d(\omega t) \right] = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \int (\bar{E}_y H_z - \bar{E}_z H_y) dz = \frac{cn_j^*}{8\pi n_j^2} \int |v|^2 dz \quad (j = 0, 1, 2). \quad (1.17)$$

Принимая во внимание распределение поля (4.16), находим

$$P_x^{(0)} = (cn^* |C_0^+|^2 / 4\pi n_0^\kappa) \{h + [(\sin \delta_{01} + \sin \delta_{02}) / 2k \sqrt{n_0^2 - n^{*2}}]\}, \quad (4.18)$$

$$P_x^{(1,2)} = cn^* |C_0^+|^2 (1 + \cos \delta_{01, 02}) / 8\pi n_{1,2}^\kappa k \sqrt{n^{*2} - n_{1,2}^2}.$$

Аналогичные формулы приведены в работе ¹. Результаты расчета, выполненного в этой работе для германиевой пленки на кварцевой подложке ($n_0 \approx 4,0$, $n_1 \approx 1,42$, $n_2 = 1,0$), представлены на рис. 3. Мы видим, что при относительной толщине пленки, близкой к критической для E_1 -волны (см. рис. 2, а), бóльшая часть энергии H_1 -волны переносится внутри пленки. При дальнейшем уменьшении толщины пленки поле основной поверхностной волны (и создаваемый ею поток излучения) во все возрастающей степени перераспределяется в соседние среды, особенно в подложку. Такое поведение характерно для всех поверхностных волн и непосредственно вытекает из общего соотношения неопределенностей $\Delta k_z \cdot \Delta z \gg 1$.

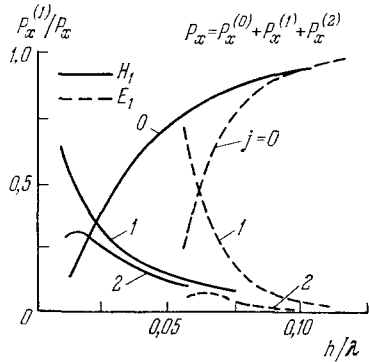


Рис. 3.

Полный поток энергии, создаваемый поверхностной волной, удобно записать в виде

$$P_x = \frac{1}{2} S_{\max}^{(0)} h^*, \quad (4.19)$$

где через $S_{\max}^{(0)}$ обозначена максимальная плотность усредненного по времени светового потока в пленке:

$$S_{\max}^{(0)} = cn^* |C_0^+|^2 / 2\pi n_0^\kappa \quad (4.20)$$

(см. соотношения (4.17) и (4.16)), а через h^* — эффективная толщина волновода, по которой полный поток энергии распределяется со средней плотностью $S_{\max}^{(0)}/2$:

$$kh^* = kh + [(\sin \delta_{01} + \sin \delta_{02}) / 2 \sqrt{n_0^2 - n^{*2}}] +$$

$$+ (n_0/n_1)^\kappa [(1 + \cos \delta_{01}) / 2 \sqrt{n^{*2} - n_1^2}] +$$

$$+ (n_0/n_2)^\kappa [(1 + \cos \delta_{02}) / 2 \sqrt{n^{*2} - n_2^2}]. \quad (4.21)$$

Раскрывая $\delta_{02(01)}$ по формуле (4.10), получаем

$$kh^* = kh + (n^{*2} - n_1^2)^{-1/2} \left[\left(\frac{n^*}{n_0} \right)^\kappa + \left(\frac{n^*}{n_1} \right)^\kappa - 1 \right]^{-1} +$$

$$+ (n^{*2} - n_2^2)^{-1/2} \left[\left(\frac{n^*}{n_0} \right)^\kappa + \left(\frac{n^*}{n_2} \right)^\kappa - 1 \right]^{-1}, \quad (4.22a)$$

где $\kappa = 2H_y/H$. В случае H -волн ($\kappa = 0$) последняя формула существенно упрощается:

$$kh^* = kh + (n^{*2} - n_1^2)^{-1/2} + (n^{*2} - n_2^2)^{-1/2}. \quad (4.22b)$$

Мы видим, что при фиксированном значении n^* эффективная толщина волновода h^* превышает толщину пленки h на одну и ту же величину для всех E_m -волн ($\kappa = 2$) и на несколько отличную величину для всех H_m -волн ($\kappa = 0$), $m = 1, 2, 3, \dots$. Разность ($h^* - h$) достигает минимума

при $n^* \rightarrow n_0$ и возрастает безгранично при $n^* \rightarrow n_1$. На рис. 4 показана зависимость величин h^* (и h) от эффективного показателя преломления для случая H_1 - и H_2 -волн в пленке из ZnS на стеклянной подложке ($n_0 = 2,3$, $n_1 = 1,5$, $n_2 = 1,0$; см. также рис. 2, б)¹¹. Аналогичные кривые нетрудно построить для H -волн более высокого порядка m , если принять во внимание то, что, согласно дисперсионному уравнению (1.13), с увеличением m на единицу относительная толщина пленки kh (а следовательно, и kh^*) неизменно возрастает на $\pi (n_0^2 - n^{*2})^{-1/2}$:

$$\begin{aligned} h_{m+1}(n^*) - h_m(n^*) &= h_{m+1}^*(n^*) - h_m^*(n^*) = \\ &= \lambda/2 \sqrt{n_0^2 - n^{*2}} \quad (m=1, 2, \dots), \end{aligned} \quad (1.23)$$

где λ — длина световой волны в вакууме. Подбирая относительную толщину пленки (или n^*) и возбуждая в ней основную поверхностную волну

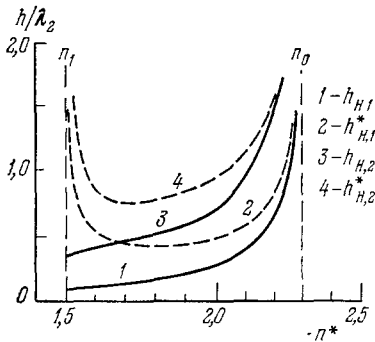


Рис. 4.

H_1 , можно получить наименьшую эффективную толщину $kh_{H,1}^*$ волновода и тем самым (см. (1.19)) — наибольшую плотность светового потока внутри пленки при заданной полной его величине P_x . В случае, представленном на рис. 4, эффективная толщина волновода становится минимальной при относительной толщине пленки $h_{H,1}/\lambda \approx 0,19$ (и значении эффективного показателя преломления $n_{H,1}^* \approx 1,82$). Эта минимальная толщина $h_{H,1}^*/\lambda \approx 0,435$. Для света с длиной волны в вакууме $\lambda \approx 1,06$ мкм эффективная толщина $h_{H,1}^*$ равна 0,46 мкм (и $h_{H,1} \approx 0,2$ мкм). Таким образом, при введении светового пучка мощностью 1 мт и шириною (по оси y)

10 мкм в основную моду H_1 тонкопленочного волновода из ZnS средняя плотность потока излучения в пленке достигает значительной величины:

$$\frac{1}{2} S_{\max}^{(0)} \approx 22 \text{ Мвт/см}^2,$$

что создает благоприятные условия для осуществления нелинейных взаимодействий (см. гл. 5).

Здесь (и в дальнейшем) основное внимание уделено поверхностным волнам, однако наряду с ними в тонкопленочном волноводе могут возникать волны, которые не испытывают полного отражения на стенках пленки (см. общее решение (1.4) при углах падения θ_0 , заключенных в области $0 \leq n_0 \sin \theta_0 = n^* \leq n_1$). В частности, если на некотором участке волновода пленка меняет свою толщину, то при прохождении его любая поверхностная волна преобразуется в поверхностные волны других порядков, а также в волны, сопровождающиеся излучением света из пленки в соседние среды. Волны излучения подробно описаны в обзоре¹¹. Отсылая к нему, напомним только, что в несимметричном диэлектрическом волноводе волны излучения могут быть двух типов. А именно, в области $n_2 < n^* \leq n_1$ для каждого значения n^* существует одно решение вида (1.4), которое описывает волну, падающую со стороны 1-й среды, преломляющуюся затем (с частичным отражением) в пленку и испытывающую полное внутреннее отражение на ее границе со 2-й средой. Амплитуды C_1^- , C_0^\pm , C_2^\pm соответствующих волн выражаются через амплитуду C_1^+ падающей волны с помощью четырех граничных условий. В области $0 \leq n^* \leq n_2$ для каждого значения n^* , помимо решения, представляющего собой вол-

ну, падающую со стороны 1-й среды и уходящую через пленку во 2-ю среду, существует второе независимое решение, которое описывает распространение волны, падающей на пленку со стороны 2-й среды. В теории симметричных тонкопленочных волноводов удобно использовать две линейные комбинации этих решений, имеющие четное и нечетное распределения поля по оси z : $Z_g(z, n^*)$ и $Z_u(z, n^*)$ соответственно^{16, 17}. Удобство состоит в том, что моды Z_g и Z_u , очевидно, ортогональны друг другу. Что же касается мод $Z(z, n^*)$, отвечающих различным значениям эффективного показателя преломления n^* , то они эрмитовски ортогональны в общем случае несимметричного волновода:

$$\int_{-\infty}^{\infty} Z(z, n^*) \bar{Z}(z, n^{*'}) dz = 0 \quad \text{при } n^{*'} \neq n^*, \quad (1.24)$$

так как являются собственными функциями эрмитова линейного оператора

$$\left[\frac{1}{k^2} \frac{d^2}{dz^2} + n^2(z) \right] Z(z, n^*) = n^{*2} Z(z, n^*), \quad (1.25)$$

где

$$n(z) = \begin{cases} n_2 & \text{при } z > 0, \\ n_0 & \text{при } 0 \geq z \geq -h, \\ n_1 & \text{при } z < -h. \end{cases}$$

Соотношение (1.24) справедливо как для непрерывного спектра значений $0 \leq n^* \leq n_1$ (волны излучения), так и для дискретного спектра $n_1 < n_m^* \leq n_0$ (поверхностные волны).

В заключение отметим, что, ограничиваясь рассмотрением тонкопленочных волноводов на диэлектрической подложке, мы учитываем то обстоятельство, что в дальнем инфракрасном и оптическом диапазонах длин волн потери излучения при отражении от металлической подложки (и тем более потери в полых металлических волноводах) на несколько порядков превышают потери в пленках (при современном уровне их изготовления)^{1, 13}.

2. ПАССИВНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Одной из задач интегральной оптики является создание пассивных оптических элементов (линз, призм, дифракционных решеток) в пленке. Такая задача может быть решена на основе теоретического анализа распространения света в тонких волноводных пленках. В гл. 1 обзора детально изложены и обсуждены основные результаты этого анализа, в частности показано, что в области существования (1.6) моды m ее эффективный показатель преломления n_m^* монотонно возрастает с ростом толщины пленки. Этот момент является основным для дальнейшего рассмотрения.

В случае двумерной (пленочной) оптики, так же как и в объемной оптике, можно получить уравнение эйконала, описывающее распространение луча света в пленке²⁰:

$$[\text{grad } \varphi(x, y)]^2 = [n^*(x, y)]^2 = N^2(x, y), \quad (2.1)$$

где $\varphi(x, y)$ — эйконал, определяющий фазу поля $v(x, y) = A(x, y) e^{ik\varphi(x, y)}$. Применимость этого уравнения ограничена условием $|k \text{ grad } N| \ll 1$, которое означает, что размеры перехода от тонкой области пленки к тол-

стой должны быть много больше длины волны света. Используя уравнение эйконала, нетрудно вывести закон преломления света при переходе из одной области с $n^* = N^I$ в другую с $n^* = N^{II}$ ⁸⁵:

$$N^I \sin \alpha_I = N^{II} \sin \alpha_{II}. \quad (2.2)$$

Здесь и далее в этой главе будем эффективный показатель преломления различных по толщине частей пленки обозначать через N^I , N^{II} и т. д.

Следует отметить, что угол преломления α_{II} не зависит от профиля толщины переходной области пленки, однако этот профиль определяет смещение луча вдоль границы перехода, а также потери на отражение, излучение и модовое преобразование в переходной области. Плавность перехода в общем минимизирует эти потери. Экспериментальные наблюдения преломления света при переходе луча из одной области пленки с N^I в другую с N^{II} были проведены в работах ⁶, ²⁰. Пленка ZnS вакуумным напылением наносилась на стеклянную подложку. Вначале была нанесена пленка толщиной $h_I \approx 700 \text{ \AA}$. Затем часть пленки прикрывалась экраном и поверх первого слоя пленки наносился второй. Общая толщина этого слоя пленки оказалась равной $h_{II} \approx 2400 \text{ \AA}$. Защитный экран при вторичном напылении располагался на расстоянии 0,1 мм от первого слоя пленки, что позволило получить плавный переход от одной области пленки к другой с шириной перехода $L_T \approx 0,05 \text{ мм}$. Луч света He — Ne-лазера был введен с помощью призмы (см. гл. 3) в пленку с $h_I = 700 \text{ \AA}$. Авторы работы ²⁰ проверяли справедливость закона Снеллиуса путем измерения углов α_I и α_{II} и эффективных показателей преломления N^I и N^{II} . В пределах экспериментальной точности, которая ограничивалась ошибками определения углов α , никаких отклонений от соотношения (2.2) обнаружено не было. В этом эксперименте луч света, отраженный от переходной области, не был зарегистрирован вследствие его малой интенсивности. Плавный переход от тонкой пленки к более толстой, размеры которого L_T много больше длины волны света λ , имеет чрезвычайно малый коэффициент отражения $\sim (2\pi N L_T / \lambda)^{-2}$ и эквивалентен эффективному просветляющему покрытию в обычной оптике. Исключение составляет случай полного внутреннего отражения, когда луч света, распространяющийся в области пленки с толщиной h_{II} , падает на область перехода под достаточно большим углом α_{II}^i ($\alpha_{II}^i > \alpha_{cr}$, где $\alpha_{cr} = \arcsin(N^I/N^{II})$). Полное внутреннее отражение луча в пленке в области перехода является прямым следствием закона преломления. Луч света, отразившийся от границы раздела областей I и II, распространяется в области II, образуя с нормалью к границе раздела угол α_{II}^r , который связан с углом падения α_{II}^i соотношением

$$\alpha_{II}^r = \pi - \alpha_{II}^i. \quad (2.3)$$

Экспериментально полное внутреннее отражение луча света в тонкопленочном волноводе наблюдалось авторами упомянутых выше работ ²⁰, ³² при углах падения луча света, превышающих критический $\alpha_{cr} = 51^\circ$ ($h_I = 700 \text{ \AA}$, $h_{II} = 2400 \text{ \AA}$, ZnS). Очевидно, полное внутреннее отражение может происходить и тогда, когда толщина пленки в области I меньше критической, т. е. $h_I < h^{mi}$. В этом случае необходимым и достаточным условием полного внутреннего отражения является выполнение неравенства

$$\alpha_{II}^i > \arcsin(n_1/N_{II}). \quad (2.4)$$

При меньших углах падения свет не может распространяться в области I и излучается на участке с переменной толщиной в подложку. Отметим, что полное внутреннее отражение на границе двух областей пленки действительно является полным только в случае строго прямолинейной границы.

Подобно тому как в обычной оптике призмы и линзы образуются путем соответствующего формирования поверхностей диэлектрических прозрачных тел, так и в тонких пленках путем соответствующего формирования границ области изменения показателя преломления N можно создать элементы, работающие как призмы и линзы. Очевидно, что прежде всего это может быть достигнуто изменением толщины пленки. Если мы хотим работать с пленкой, в которой существует основная мода, то ее толщина не должна превышать критическую толщину для второй моды $m = 2$. Максимальное изменение показателя преломления при этом не превышает $n_0 - n_1$:

$$\Delta N_{\max} \approx n_0 - n_1.$$

Численные расчеты²¹ показывают, что для пленки с $n_0 = 1,75$ на стеклянной подложке в воздухе достижимы изменения эффективного показателя преломления $\Delta N_{\max} \approx 0,17$ при изменении толщины от $0,2\lambda$ до $0,8\lambda$. Тонкие пленки с высоким показателем преломления, такие, как CeO_2 , ZnS и ZnO , имеющие $n_0 = 2-2,5$, могут, очевидно, обеспечить значительно большие изменения ΔN — порядка $0,5$ и выше. Однако существенным недостатком этих пленок являются большие

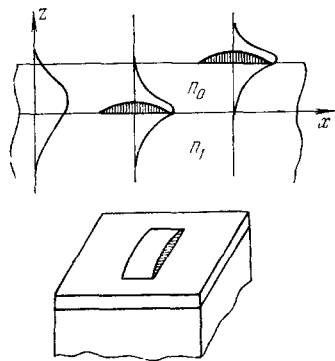


Рис. 5.

потери на рассеяние, что ограничивает распространение света в них расстояниями до нескольких (1—3) сантиметров и затрудняет их использование в качестве волноводов. В связи с этим в работе²¹ предлагается образовывать призмы и линзы путем внедрения подходящим образом сформированного слоя с высоким показателем преломления в волноводную пленку или подложку, как изображено на рис. 5.

Экспериментальные исследования призм и линз на основе пленок были выполнены в работах^{6, 20}. В одной из них⁶ призма представляла собой прямоугольную область пленки с большей толщиной. Луч света распространяющийся в пленке, пересекая область призмы, испытывал преломление как на входе в нее, так и на выходе. Угол отклонения φ луча призмой, ее дисперсия $d\varphi/d\lambda$ могут быть вычислены по стандартным формулам для объемных призм, если использовать относительный показатель преломления $N_R = N^{II}/N^I$. Такие пленочные призмы могут быть использованы для анализа частотного спектра волноводного луча света в какой-либо моде m или же для пространственного разделения света различных мод, но одной частоты. Тонкопленочные линзы для поверхностной волны были получены в работе²⁰ путем формирования кривой границы области с измененной толщиной пленки. Фокусные расстояния полученных линз достигали 2 м.м. В работе²¹ на пленку из стекла с $n_0 = 1,64$ был нанесен прямоугольный профилированный слой окиси церия (CeO_2) толщиной $0,08 \text{ м.к.м.}$ в центре. Профилирование слоя было выполнено в процессе испарения CeO_2 через прямоугольную маску, расположенную на расстоянии 1 см ниже подложки. Напыленный участок пленки действовал как линза с фокусным расстоянием в 12 м.м.

Важную роль для приложений, о которых речь шла выше, играет дисперсия показателя преломления. В оптике тонких пленок эту диспер-

сию можно изменять в широких пределах выбором параметров волновода, в частности толщины пленки h . Дисперсия относительного показателя преломления может быть выражена как

$$\frac{d \ln N_R}{d\lambda} = \frac{d \ln N^{II}}{d\lambda} - \frac{d \ln N^I}{d\lambda}.$$

Если графически изобразить зависимость дисперсии (в случае пленки ZnS на стекле BK7, мода H_1 , $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ ²⁰) от логарифма эффективного показателя преломления ($\ln N_R = \ln N^{II} - \ln N^I$), то она будет иметь вид, представленный на рис. 6. Тонкопленочный оптический волновод определенной толщины представляется на этом графике некоторой точкой. Когда толщина h пленки изменяется, точка движется вдоль кривой, соединяющей точки, соответствующие дисперсии материала подложки и пленки. Толщина пленки на рис. 6 указана вдоль кривой как параметр.

Следует отметить, что дисперсия волновода может быть *значительно* выше, чем дисперсия материала, из которого сделан волновод. Это свойство присуще механизму волноводного распространения излучения.

Если нас интересуют специфические значения дисперсии и относительного показателя преломления перехода от одной толщины пленки h_I к другой h_{II} , то, очевидно, подходящим выбором точек на кривой рис. 6 можно одновременно получить эти значения. В частности, возможно иметь преломление на границе двух областей без дисперсии, что является важным для получения ахроматических призм и линз.

Помимо призм и линз, в двумерной оптике можно создать дифракционные решетки. Дифракционная решетка может быть получена путем нанесения

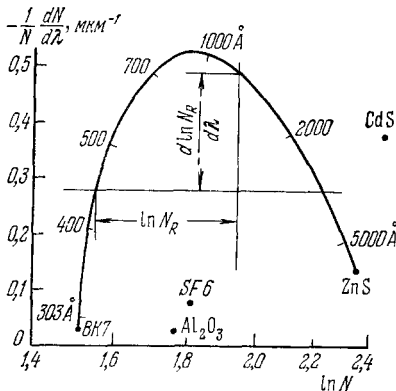


Рис. 6.

тесно расположенных углублений на поверхности пленки либо путем нанесения полос диэлектрика с низким показателем преломления. Константа распространения kn^* поверхностной волны в такой структуре претерпевает периодические вариации, что приводит к дифракционным эффектам, подобным рассеянию света на стоячей акустической волне в объемной среде. Эти явления могут быть использованы в целом ряде тонкопленочных устройств типа спектральных фильтров и модовых селекторов. Если вместо диэлектрика на поверхность пленки нанести материал с большим поглощением, то это вызывает быстрое ослабление оптической поверхностной волны, что можно использовать для создания тонкопленочных эквивалентов амплитудных масок, пространственных фильтров, решеток и линз типа зонной пластинки Френеля.

В настоящее время дифракционные решетки на пленках осуществлены в работе²¹. Одна из них была выполнена в виде ряда алюминиевых полосок, нанесенных на поверхность стеклянной пленки ($n_0 \approx 1,64$). Ширина каждой полосы составляла 12 мкм и расстояние до соседней также 12 мкм, длина полос достигала 0,25 мм. Когда на такую решетку посылался коллимированный луч, то на выходе ее он имел расходимость в 5° и состоял из нескольких лучей высших дифракционных порядков. Другая диэлектрическая решетка была образована на поверхности стеклянной пленки толщиной около 2 мкм путем проявления картины полос в тонком слое фоторезиста. Длина решетки вдоль полос была 1,5 мм. Число полос достигало

40. Ширина плов и промежутков между ними равнялась 9,6 мкм. Распространение оптической поверхностной волны вдоль такой решетки, когда падающий луч был приблизительно параллелен полосам решетки, приводило к появлению дифракционных порядков, разделенных углами $\theta = \lambda_0/\Lambda$ (λ_0 — длина волны света в волноводе и Λ — период решетки). Измеренное угловое распределение дифрагированных лучей в пленке ($1,24^\circ$) находится в хорошем согласии с вычисленным значением θ .

Таким образом, все вышеизложенное показывает осуществимость элементов пленочной оптики (призм, линз, решеток), которые могут быть применены в системах интегральной оптики.

3. МЕТОДЫ ВВОДА И ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДОВ

С точки зрения интегральной оптики: в частности, для создания одномодовых диэлектрических волноводов (или волноводов с ограниченным числом поверхностных волн), для осуществления в них нелинейных оптических преобразований, для эффективного воздействия пассивных оптических элементов (линз и призм) на поверхностные волны в плоскости волноводов и т. п. — наибольший интерес представляют диэлектрические пленки толщиной порядка или меньше длины световой волны. Именно в этой области лежат критические толщины пленок, соответствующие поверхностным волнам невысокого порядка. Здесь же достигают минимума эффективная толщина волновода и максимума градиент эффективного показателя преломления $\partial n_m^*/\partial h$.

С другой стороны, малая толщина пленки создает определенные трудности для возбуждения в ней поверхностных волн. Прежде всего отпадает возможность эффективного ввода излучения с открытого конца тонкопленочного волновода, так как формирование заданного распределения возбуждающего поля на входе такого волновода становится практически очень сложной задачей (тем более, что она дополнительно усугубляется значительными возмущениями поля на оптически неровной торцевой поверхности пленки). Разработанные к настоящему времени методы возбуждения тонкопленочного волновода через его поверхность более просты и достаточно эффективны^{6, 8, 24, 30-35}.

При введении световой энергии через поверхность пленки следует учитывать граничное условие (1.5), согласно которому монохроматическая волна $\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$, возбуждающая m -ю поверхностную волну со стороны 2-й (или 1-й) среды, должна иметь x -компоненту волнового вектора, равную kn_m^* , что превышает величину $kn_{2(1)}$ волнового вектора в этих средах. Очевидно, что нужной проекцией k_x может обладать поле, которое проникает во 2-ю среду (и далее — в пленку) при полном внутреннем отражении света в оптически более плотном диэлектрическом слое, помещенном над поверхностью пленки на некотором расстоянии d (рис. 7). Если показатель преломления слоя $n_3 > n_m^*$, то, используя возбуждающую волну соответствующей поляризации и подбирая угол падения волны на основание слоя, можно выполнить условие $n_3 \sin \theta_3 = n_m^*$, т. е. добиться фазового синхронизма возбуждающей волны с заданной поверхностной волной в направлении ее распространения. Для того чтобы ввести лазерный пучок света в диэлектрический слой по направлению, «синхронизованному» с определенной модой тонкопленочного волновода, из окружающей оптически менее плотной среды (например, из 2-й среды), необходимо наклонить входную грань слоя по отношению к его основанию, образуя призму (см. рис. 7). Осуществляя таким образом оптический туннельный эффект на некотором участке пленки, можно ввести в нее большую часть

энергии возбуждающей волны. Так как с накоплением световой энергии в возбуждаемой поверхностной волне усиливается переизлучение ее обратно в призму, то должна существовать оптимальная длина области взаимодействия, которая отвечает наиболее эффективному вводу излучения в волновод и существенно зависит от величины зазора d между призмой и пленкой. Наряду со случаем туннельного ввода излучения *) фазовый синхронизм ($k_x = kn_m^*$) падающей на пленку волны и возбуждаемой ею поверхностной волны может быть обеспечен путем пространственной модуляции возбуждающей волны с помощью фазовой дифракционной решетки, нанесенной на поверхность диэлектрической пленки. Задавая период дифракционной решетки, поляризацию возбуждающей волны и подбирая угол ее падения на решетку, в принципе нетрудно получить нужную пространственную гармонику $\exp(ikn_m^*x)$ в распределении поля возбуждающей волны на поверхности пленки. Помимо дифракционного и туннельного вводов светового излучения в тонкопленочный волновод,

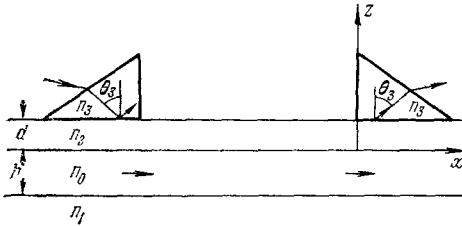


Рис. 7.

достаточно эффективным оказывается также метод возбуждения поверхностных волн через постепенно суживающийся край тонкой пленки ³². Идея этого метода и результаты его практического применения обсуждаются в конце настоящей главы.

Оптический туннельный эффект часто используется не только для ввода, но и для вывода светового излучения из тонкой ди-

электрической пленки, как это показано на правой половине рис. 7. Экспоненциально спадающее поле поверхностной волны, достигая основания призмы, частично проникает в нее и уходит вглубь по направлению, вытекающему из граничного условия

$$n_3 \sin \theta_3 = n_m^* \quad (n_3 > n_m^*). \quad (3.1)$$

Расчет затухания поверхностной волны при ее распространении на участке волновода, прилегающем к основанию призмы, совершенно аналогичен задаче, рассмотренной в гл. 1 при построении теории тонкопленочного волновода. В частности, легко убедиться в том, что волновое поле в дополнительном слое диэлектрика ($j = 3$) и в первых трех слоях описывается прежней формулой (1.4). Для случая, когда свет излучается с поверхности волновода в призму, следует положить $C_3^- = 0$. Учет непрерывности тангенциальных составляющих поля на плоском основании призмы ($z = d$) позволяет найти отношения амплитуд C_3^+/C_2^+ и

$$\frac{C_2^-}{C_2^+} = -\exp(-i\delta_{23} - 2kd\sqrt{n^{*2} - n_2^2}). \quad (3.2)$$

Фазовый сдвиг δ_{23} вычисляется по формуле (1.10) после замены в ней индекса 0 на 3. Из граничных условий на верхней поверхности пленки ($z = 0$) можно определить C_2^+/C_0^+ и

$$\frac{C_0^-}{C_0^+} = e^{-i\tilde{\delta}_{02}}, \quad \text{tg} \frac{\tilde{\delta}_{02}}{2} = \frac{C_2^+ - C_2^-}{C_2^+ + C_2^-} \text{tg} \frac{\delta_{02}}{2}. \quad (3.3)$$

В отсутствие призмы ($C_2^- = 0$) последнее соотношение переходит в соотношение (1.9). Что же касается уравнения (1.11), вытекающего из гранич-

*) Ввиду того, что призма является основным конструктивным элементом такого вводного устройства, его часто называют призмным.

ных условий на поверхности раздела пленки и 1-й среды, то оно остается, очевидно, без изменений. Сочетая уравнения (1.11) и (3.3), получаем следующее дисперсионное соотношение:

$$2kh \sqrt{n_0^2 - n^{*2}} - \delta_{01}(n^*; n_0, n_1) - \tilde{\delta}_{02}(n^*; n_0, n_2, n_3, kd) = 2\pi(m-1). \quad (3.4)$$

В случае слабой связи, обычно реализуемом на практике, т. е. при удалении призмы от пленки на такое расстояние, что

$$\exp(-2kd \sqrt{n^{*2} - n_2^2}) \ll 1 \quad (3.5)$$

и, согласно (3.2), $|C_2^-/C_2^+| \ll 1$, из уравнения (3.3) находим

$$\tilde{\delta}_{02} - \delta_{02} \approx -2 \frac{C_2^-}{C_2^+} \sin \delta_{02}. \quad (3.6)$$

Принимая теперь во внимание малое отклонение уравнения (3.4) от дисперсионного уравнения (1.12), нетрудно рассчитать по методу малых возмущений эффективный показатель преломления для поверхностной волны, постепенно излучающейся из тонкопленочного волновода в призму:

$$\tilde{n}_m^* = n_m^* + \delta n_m^*,$$

$$\delta n_m^* = \delta n_m' + i\delta n_m'' = -\frac{\sqrt{n_0^2 - n_m^{*2}}}{n_m^* k h^*} \exp(-2kd \sqrt{m_m^{*2} - n_2^2}) \sin \delta_{02} \cdot e^{-i\delta_{23}}, \quad (3.7)$$

где эффективная толщина волновода h^* , определенная в (1.22а), а также фазовые сдвиги δ_{02} (23) вычисляются при значении $n^* = n_m^*$. Таким образом, распределение поля по длине волновода принимает вид $\exp(ik\tilde{n}_m^*x) = \exp(-\alpha x) e^{i\beta x}$, где коэффициент затухания $\alpha = k\delta n_m''$, постоянная распространения $\beta = k(n_m^* + \delta n_m')$.

При плавных изменениях величины зазора и толщины пленки вдоль волновода, а точнее говоря, в WKВ-приближении

$$\frac{d \ln d(x)}{d(kx)} \ll 1, \quad \frac{d \ln h(x)}{d(kx)} \ll 1 \quad (3.8)$$

решение задачи о туннельном выводе светового излучения из тонкопленочного волновода сохраняет вид (3.7), только следует учесть, что в этом случае не только величины d и h , но и эффективный показатель преломления $n_m^*(kh)$ в соответствии с дисперсионным уравнением (1.13) неявно зависит от x . Более резкие изменения условий связи по длине волновода — с приращениями $\Delta d \sim d$ и $\Delta h \sim h$ на расстояниях порядка длины волны — практически не целесообразны, так как приводят к значительному рассеянию световой энергии вследствие частичного отражения поверхностной волны, преобразования ее в другие поверхностные волны и интенсивного излучения по направлениям, существенно отличающимся от направления, указанного в (3.1). При наличии слабой связи между пленкой и призмой размеры светового пучка, излучаемого с поверхности волновода, $\Delta x \gtrsim 1/\alpha$ и значительно превышают длину волны: $kn_m^* \Delta x \gtrsim n_m^*/\delta n_m'' \gg 1$. В таких условиях, выбирая достаточно плавные профили $d(x)$ и $h(x)$, можно получить наперед заданное из каких-либо дополнительных соображений распределение поля в выходном световом пучке. Предварительно отметим, что на достаточно малых участках пути dx , как и в однородном (по оси x) случае $d = \text{const}$, $h = \text{const}$, поверхностная волна получает приращение

$$d \ln X(x) = ik\tilde{n}_m^*(kh, kd) dx. \quad (3.9)$$

Задавая распределение поля $X(x)$ в виде $\sqrt{I(x)} e^{i\Phi(x)}$ и подставляя в (3.9) решение (3.7), приходим к следующим уравнениям, которые опре-

деляют профиль пленки $h(x)$ и профиль зазора $d(x)$:

$$\frac{d\varphi(x)}{dx} = k [n_m^*(kh) + \delta n_m'(kd, kh)] \approx kn_m^*(kh), \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{2I(x)} \frac{dI(x)}{dx} = -k\delta n_m''(kd, kh). \quad (3.11)$$

Мы видим из уравнения (3.10), что распределение фазы излучаемой волны (например, на основании призмы) зависит в основном от профиля пленки $h(x)$. В частности, из пленки постоянной толщины излучается приблизительно плоская волна, слабые искажения которой появляются при варьировании величины зазора $d(x)$ между пленкой и призмой. Уравнение (3.11) удобнее использовать в несколько ином виде. Прежде всего, поскольку поток $P_x(x)$ световой энергии, переносимой вдоль волновода поверхностной волной, пропорционален ее интенсивности, в левой части уравнения можно заменить I на P_x . Ослабление данного потока происходит за счет переноса излучения в призму, т. е. $-dP_x/dx = dP_z/dx = S_z(x)$, где последняя величина означает мощность, излучаемую с единицы длины тонкопленочного волновода. Световые потоки P_x , создаваемые поверхностной волной в сечениях x и x' волновода, связаны соотношением

$$P_x(x) = \int_x^{x'} S_z(\eta) d\eta + P_x(x'), \quad (3.12)$$

с учетом которого уравнение (3.11) преобразуется к виду

$$\frac{S_z(x)}{\int_x^{x'} S_z(\eta) d\eta + P_x(x')} = 2k\delta n_m''(kd, kh). \quad (3.13)$$

Подставляя в последнее уравнение выражение для $\delta n_m''$ из (3.7), получаем формулу, описывающую профиль $d(x)$ зазора между пленкой и призмой:

$$2 \sqrt{n_m^{*2} - n_2^2} kd(x) = \ln [2 \sqrt{n_0^2 - n_m^{*2}} \sin \delta_{02}(n_m^*) \sin \delta_{23}(n_m^*)/n_m^*] + \ln \frac{\int_x^{x'} S_z(\eta) d\eta + P_x(x')}{h^*(n_m^*) S_z(x)}. \quad (3.14)$$

До сих пор везде предполагалось, что временная зависимость поля имеет вид $\exp(-i\omega t)$. Однако, как показывает намеченный выше ход решения, все результаты остаются в силе и для временной зависимости $\exp(i\omega t)$. Иными словами, ввиду обратимости оптических явлений во времени данное выше описание туннельного вывода светового излучения из тонкой пленки в призму непосредственно распространяется на обратный процесс туннельного возбуждения тонкопленочного волновода. При этом отсутствие волны, отражающейся от основания призмы, свидетельствует о том, что падающая на него волна с распределением фазы $\varphi(x)$ и мощности $S_z(x)$ полностью «вливаеся» в заданную m -ю моду волновода, если толщина пленки $h(x)$ и величина зазора $d(x)$ изменяются вдоль волновода согласно уравнениям (3.10) и (3.14).

Остановимся подробнее на оптимальных условиях возбуждения тонкопленочного волновода с помощью параксиального светового пучка. При слабом искривлении фазового фронта возбуждающей волны вблизи основания призмы распределение фазы на нем имеет вид

$$\varphi(x) = \varphi(0) + kn_3 \sin \theta_3 \cdot x - \frac{kn_3 \cos^2 \theta_3}{2R} x^2, \quad (3.15)$$

где θ_3 — угол падения волны на основание призмы (т. е. угол между осью пучка и осью z), R — радиус кривизны фазового фронта, который принимает положительные значения в случае расходящегося падающего пучка и отрицательные значения — в противном случае (в пределах пучка $x/|R| \ll 1$). Согласно условию (3.10) фазового синхронизма возбуждающей волны с m -й поверхностной волной эффективный показатель преломления должен изменяться вдоль волновода следующим образом:

$$n_m^*(kh) = n_3 \sin \theta_3 - n_3 \cos^2 \theta_3 \frac{x}{R} - \delta n'_m(kd, kh).$$

Ввиду малости двух последних членов эффективный показатель преломления $n_m^* \approx n_3 \sin \theta_3 \equiv N$, и толщина h_m пленки, определяемая дисперсионным уравнением (1.13), остается приблизительно постоянной: $h(n_m^*) \approx h(N) \equiv H_m$. Учитывая это в члене $\delta n'_m$, по методу малых возмущений находим из уравнения (1.13) оптимальный профиль $h_m(x)$ пленки:

$$h_m(x) = H_m - \frac{N h^*(N)}{n_0^2 - N^2} \left[\delta n'_m(kd, kH_m) + \frac{n_3^2 - N^2}{n_3} \frac{x}{R} \right], \quad (3.16)$$

где профиль зазора $d(x)$ является пока произвольным. Оптимальный профиль $d(x)$ зазора между пленкой и призмой рассчитывается с достаточной точностью по формуле (3.14) при значении $n_m^* = N$. Таким образом, зависящим от x остается только последний член. Мы видим, что оптимальный профиль $d(x)$ полностью определяется распределением мощности возбуждающего пучка $S_3(x)$ на основании призмы.

В практически важном случае параксиального пучка с гауссовым распределением поля по его поперечному сечению ($|v_3(\tilde{x}')| \sim \exp(-x'^2/w_0^2)$); относительное распределение мощности на основании призмы имеет вид

$$S_3(x) = \exp(-2x^2/w^2),$$

где $w = w_0/\cos \theta_3 = n_3 w_0/\sqrt{n_3^2 - N^2}$. Подставляя это распределение в уравнение (3.14) и полагая в нем $x' = \infty$, $P_x(x') = 0$, найдем сначала оптимальную величину зазора в центре возбуждающего пучка ($x = 0$)

$$2k\sqrt{N^2 - n_2^2}d(0) = \ln \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\sqrt{n_0^2 - N^2} \sin \delta_{02}(N) \sin \delta_{23}(N)}{N} \frac{w}{h^*(N)}.$$

С переходом к другой точке x оптимальная величина зазора изменяется следующим образом:

$$2k\sqrt{N^2 - n_2^2} [d(x) - d(0)] = \ln \frac{1 - \operatorname{erf}(\sqrt{2}x/w)}{\exp(-2x^2/w^2)}; \quad (3.17)$$

здесь $\operatorname{erf} z$ — функция вероятности ошибок:

$$\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\xi^2} d\xi.$$

Соответствующий уравнению (3.17) профиль зазора показан на рис. 8*). Поскольку 99% полной мощности гауссова пучка заключено в интервале $-1,5 < x/w < 1,5$, то, ограничиваясь такой эффективностью ввода излучения в пленку, можно поддерживать на участке волновода $x < < -1,5w$ постоянную величину зазора (как показано пунктиром на рис. 8)

*) Некоторое отличие этого рисунка от рис. 2 работы³¹ связано с тем, что нами используется противоположная ориентация оси x относительно направления падающего пучка.

или оборвать связь волновода с призмой, помещая ее левый край в точку $x \approx -1,5w$.

Получение оптимальных профилей пленки и зазора, обеспечивающих полный ввод заданного светового пучка в определенную моду тонкопленочного волновода, является сложной практической задачей. Поэтому возникает вопрос об эффективности туннельного возбуждения волновода в тех случаях, когда распределение $v_3(x)$ возбуждающего поля на основании призмы существенно расходится с распределениями $\varphi(x)$ и $S_3(x)$ фазы и интенсивности поля, вытекающими из уравнений (3.10) и (3.14) для заданных профилей $h(x)$ и $d(x)$. Сравнительно простую формулу для оценки эффективности ввода как отношения мощности возбуждаемой

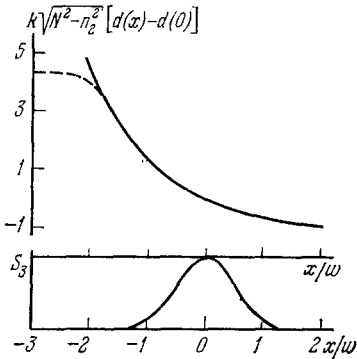


Рис. 8.

поверхностной волны к полной мощности падающей волны можно вывести при достаточно общих предположениях³¹:

$$\eta = \frac{\left| \int_{x''}^{x'} v_3(x) \sqrt{S_3(x)} e^{-i\varphi(x)} dx \right|^2}{\int_{x''}^{\infty} S_3(x) dx \int_{-\infty}^{\infty} |v_3(x)|^2 dx}, \quad (3.18)$$

где интегрирование проводится на участке волновода $x'' < x < x'$, в пределах которого осуществляется ввод излучения. Данная формула применима не только при туннельном возбуждении волновода (в условиях слабой или сильной связей), но и при возбуждении его другими способами (напри-

мер, при дифракционном вводе излучения в тонкую пленку).

Оценим теперь эффективность туннельного ввода некоторых пучков в пленку постоянной толщины при постоянной величине зазора между пленкой и призмой на участке $0 < x < \infty$, в пределах которого поддерживается слабая связь падающего пучка с возбуждаемым волноводом. В этом случае оптимальному распределению поля в падающем световом пучке соответствуют

$$\varphi(x) = \beta_m x, \quad S_3(x) = \exp(-2\alpha_m x), \quad 0 < x < \infty,$$

где β_m и α_m — постоянные: $\beta_m = k(n_m^* + \delta n_m')$, $\alpha_m = k\delta n_m''$; $\delta n_m'$ и $\delta n_m''$ см. в (3.7). Допустим далее, что падающие на основание призмы волны имеют плоский фазовый фронт и синхронизованы по фазе с m -й модой волновода: $kn_3 \sin \theta_3 = \beta_m$. Тогда при однородном распределении амплитуды возбуждающего поля на участке $0 < x < l$:

$$v_3(x) = A_3 e^{i\beta_m x}, \quad A_3 = \begin{cases} 1 & (0 < x < l), \\ 0 & (x < 0, x > l), \end{cases}$$

эффективность ввода

$$\eta = \frac{\left(\int_0^l e^{-\alpha_m x} dx \right)^2}{l \int_0^l e^{-2\alpha_m x} dx} = \frac{2}{\alpha_m l} (1 - e^{-\alpha_m l})^2.$$

Возбуждение m -й поверхностной волны однородным пучком оказывается наиболее эффективным при условии $\alpha_m l = 1,25$; $\eta_{\max} = 81\%$ ¹¹. В случае возбуждающего пучка с гауссовым распределением амплитуды поля на

основании призмы:

$$v_3(x) = \exp \left[i\beta_m x - \frac{(x-a)^2}{w^2} \right],$$

эффективность туннельного ввода описывается выражением

$$\eta = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \alpha_m w \exp \left(\frac{\alpha_m^2 w^2}{2} - 2\alpha_m a \right) \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{a}{w} - \frac{\alpha_m w}{2} \right) \right]^2.$$

Последнее достигает своего максимального значения 0,804 при выполнении условий

$$1,462\alpha_m w \approx 1 \text{ и } 2\alpha_m a = 1,$$

которые определяют оптимальную полуширину w гауссова пучка и оптимальное смещение a его центра относительно левого края призмы³¹.

Экспериментально достигнутые эффективности ввода излучения при постоянной величине зазора между призмой и пленкой не превышают 57%²⁴.

Для того чтобы оценить эффективность туннельного ввода световых пучков в тонкую пленку с произвольным профилем $h(x)$ при произвольном профиле $d(x)$ зазора между пленкой и призмой, необходимо знать соответствующее этому более общему случаю оптимальное распределение поля в возбуждающем пучке. Интегрируя уравнения (3.10), (3.11) и учитывая, что $S_3(x) \sim -dI/dx$, находим

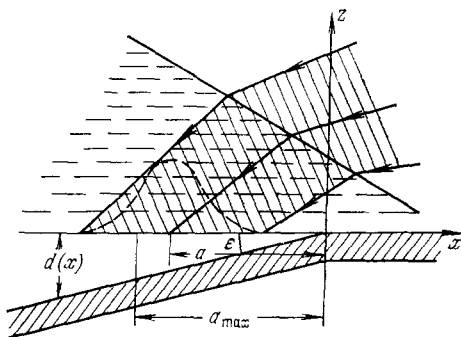


Рис. 9.

$$\sqrt{S_3(x)} e^{i\varphi(x)} = v_3^{(0)}(x) = \sqrt{\delta n_m''} \exp \left[-k \int \delta n_m'' dx + ik \int (n_m^* + \delta n_m') dx \right], \tag{3.19}$$

где $\delta n_m'$ (kd, kh) и $\delta n_m''$ (kd, kh) имеют вид (3.7). Мы не указываем определенного нижнего предела интегрирования в (3.19), поскольку выбор этого предела не влияет на относительное распределение поля. При фазовом синхронизме падающего пучка с возбуждаемой (m -й) модой тонкопленочного волновода в числителе формулы (3.18) фазовые множители взаимно сокращаются. Напомним, что в случае параксиального возбуждающего пучка для обеспечения фазового синхронизма толщина пленки должна изменяться по длине волновода согласно формуле (3.16). Ввиду этого в $\delta n_m''(kd, kh)$ можно с достаточной точностью положить $h = H_m = \text{const}$. При таких ограничениях оптимальное распределение амплитуды возбуждающего поля принимает вид

$$|v_3^{(0)}(x)| = e^{-\sqrt{n_m^{*2} - n_m^2} kd(x)} \exp \left[-D^{-1} \int e^{-2\sqrt{n_m^{*2} - n_m^2} kd(x)} dx \right],$$

где $D = n_m^* h^* / (\sqrt{n_0^2 - n_m^{*2}} \sin \delta_{02} \sin \delta_{23})$. В частности, для зазора клиновидной формы (рис. 9)

$$\begin{aligned} d(x) &= -\varepsilon x, \quad x < 0, \\ |v_3^{(0)}(x)| &= e^{x/b} \exp \left(-\frac{b}{2D} e^{2x/b} \right); \end{aligned} \tag{3.20}$$

Здесь \mathbf{r} — радиус-вектор точки (x, y, z) , \mathbf{K} — вектор дифракционной решетки $(2\pi/\Lambda)(\sin\chi, 0, -\cos\chi)$, Λ — период решетки. Так как на практике колебания показателя преломления и поглощения сравнительно малы, то можно положить

$$|\delta n| \ll n', \quad n'' \ll n'. \quad (3.22)$$

В рассматриваемом нами слабо неоднородном слое распространение плоской монохроматической волны, падающей на решетку под углом θ_i и поляризованной перпендикулярно плоскости падения x, z , т. е. распространение волны типа H описывается скалярным уравнением

$$\Delta E + \left(\frac{\omega}{c} \tilde{n}\right)^2 E = 0, \quad (3.23)$$

где $E = E_y(x, z) e^{i\omega t}$ и $\tilde{n}^2 \approx (n'^2 - 2in'n'') + n'\delta n (e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} + e^{-i\mathbf{K}\mathbf{r}})$. Из уравнения видно, что при прохождении через решетку плоская волна $e^{-i\mathbf{k}_i\mathbf{r}}$, помимо частичного поглощения, преобразуется в волны вида $e^{-i\mathbf{r}(\mathbf{k}_i \pm \mathbf{K})}$, которые в свою очередь порождают дифракционные волны более высокого порядка: $e^{-i\mathbf{r}(\mathbf{k}_i \pm 2\mathbf{K})}$ и т. д. Если волна $e^{-i\mathbf{k}_i\mathbf{r}}$ падает на однородные слои решетки под углом $\theta_{\text{БВ}}^q$, удовлетворяющим условию Брэгга — Вульфа

$$2kn' \cos \theta_{\text{БВ}}^q = qK \quad (q = 1, 2, 3, \dots),$$

то, как нетрудно видеть из рис. 11, под таким же углом рассеивается от этих слоев и дифракционная волна q -го порядка $e^{-i\mathbf{r}(\mathbf{k}_i - q\mathbf{K})}$. В частном случае $q = 1$, рассмотренном в работе ³⁶, ввиду брэгговского рассеяния падающей волны E_i в дифракционную волну первого порядка ($E_d \sim e^{-i\mathbf{k}_d\mathbf{r}}$, $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i - \mathbf{K}$) между этими волнами устанавливается сильная связь (при достаточной толщине решетки) и, следовательно, дифракционными волнами других порядков в первом приближении можно пренебречь. Таким образом, световое поле внутри неоднородного слоя можно представить в виде суперпозиции двух волн

$$\begin{aligned} E_i(x, z) &= A_i(z) \exp(-i\mathbf{k}_i\mathbf{r}), \\ E_d(x, z) &= A_d(z) \exp(-i\mathbf{k}_d\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (3.24)$$

где волновые векторы $\mathbf{k}_i = kn'(\sin\theta_i, 0, -\cos\theta_i)$ и $\mathbf{k}_d = kn'(\sin\theta_i - (K/kn')\sin\chi, 0, -\cos\theta_i + (K/kn')\cos\chi)$, а комплексные амплитуды $A_i(z)$ и $A_d(z)$ медленно изменяются вдоль оси z вследствие поглощения и взаимного преобразования этих волн друг в друга. В связи с применением объемной дифракционной решетки для ввода светового излучения в тонкопленочный волновод здесь уместно отметить, что использованное выше условие Брэгга — Вульфа, строго говоря, не совместимо с требованием фазового синхронизма дифракционной волны E_d и возбуждаемой ею m -й моды волновода. Так, в силу первого условия волновой вектор k_d равен kn' . Для выполнения же второго условия необходимо, чтобы волновой вектор дифракционной волны превышал kn_m^* и тем более kn' . Учитывая это, мы будем предполагать, что вектор \mathbf{k}_d выходит за пределы окружности, проведенной на рис. 11 из начала волнового вектора \mathbf{k}_i радиусом kn' , и условие Брэгга — Вульфа

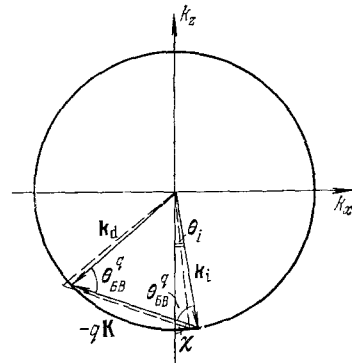


Рис. 11.

выполняется лишь приблизительно:

$$\theta \equiv \chi - \theta_i = \theta_{\text{БВ}}^1 + \delta\theta, \quad \delta\theta \ll \theta_{\text{БВ}}^1, \quad (3.25)$$

$$2kn' \cos \theta_{\text{БВ}}^1 = K. \quad (3.26)$$

Подставляя в волновое уравнение (3.23) поле E в виде суммы волн (3.24) и приравнявая нулю коэффициенты при независимых множителях $e^{-ik_i r}$ и $e^{-ik_d r}$, получаем следующие уравнения для амплитуд падающей и дифракционной волн:

$$\begin{aligned} \frac{i}{2kn'} \frac{d^2 A_i}{dz^2} - c_i \frac{dA_i}{dz} + \alpha A_i &= -i\kappa_H A_d, \\ \frac{i}{2kn'} \frac{d^2 A_d}{dz^2} - c_d \frac{dA_d}{dz} + (\alpha + i\tau) A_d &= -i\kappa_H A_i, \end{aligned} \quad (3.27)$$

где

$$\begin{aligned} c_i &= \cos \theta_i, & c_d &= \cos \theta_i - \frac{K}{kn'} \cos \chi, & \alpha &= kn'', \\ \kappa_H &= \frac{1}{2} k\delta n, & \tau &= K \left(\cos \theta - \frac{K}{2kn'} \right) \approx -K \sin \theta_{\text{БВ}}^1 \cdot \delta\theta. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Аналогичным образом можно вывести из волнового уравнения $\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \mathbf{E}) + (\omega \tilde{n}/c)^2 \mathbf{E} = 0$ приближенные уравнения для амплитуд электрического поля A_i и A_d в том случае, когда падающая и, следовательно, дифракционная волны поляризованы в плоскости падения x, z ($H_i = H_{i,y}$, $H_d = H_{d,y}$). Для перехода к этим уравнениям от уравнений (3.27) достаточно произвести замену κ_H на $\kappa_E = -(1/2) k\delta n \cos 2(\theta_i - \chi)$ ³⁶. В дальнейшем мы ограничиваемся рассмотрением только H -волн. Как нетрудно видеть из уравнений (3.27), при условиях (3.22) и (3.25) амплитуды A_i и A_d претерпевают незначительные изменения на расстояниях порядка длины волны, и члены со вторыми производными в этих уравнениях можно опустить. В таком случае общее решение уравнений (3.27) содержит две произвольные постоянные $r_{1,2}$, которые определяются из начальных условий на граничных поверхностях решетки $z = 0$ и $z = -d$. В частности, амплитуду падающей волны на входе решетки, т. е. $A_i(0)$ удобно положить равной 1. Если дифракционная решетка работает на пропускание (параметр $c \equiv k_{i,z}/k_{d,z} = c_i/c_d > 0$), то волна E_d развивается в направлении от верхней поверхности решетки ($z = 0$) к нижней ($z = -d$), имея нулевую амплитуду при $z = 0$. На выходе такой решетки ($z = -d$) дифракционная волна характеризуется амплитудой

$$A_d(-d) = -i \sqrt{c} \exp(-\alpha d/c_i) e^\psi \sin \sqrt{v^2 - \psi^2} / \sqrt{1 - (\psi^2/v^2)}, \quad (3.29)$$

где

$$v = \kappa_H d / |c_i c_d|^{1/2} \quad \psi = \frac{d}{2} \left(\frac{\alpha}{c_i} - \frac{\alpha}{c_d} - i \frac{\tau}{c_d} \right). \quad (3.30)$$

В случае отражательной решетки (параметр $c < 0$) волна E_d развивается в обратном направлении (вдоль оси z). В соответствии с этим амплитуда A_d при $z = -d$ равна нулю, и на выходе ($z = 0$) дифракционная волна имеет амплитуду

$$A_d(0) = \sqrt{c} \operatorname{sh}(v \operatorname{ch} a) / \operatorname{ch}(a + v \operatorname{ch} a); \quad (3.31)$$

$\operatorname{sh} a = \psi/v$, v и ψ см. в (3.30).

В дальнейшем нас прежде всего будет интересовать эффективность преобразования падающей волны E_i в дифракционную волну E_d , которая характеризуется отношением светового потока, создаваемого волной E_d

на выходе дифракционной решетки, к потоку световой энергии, переносимой волной E_i через входную поверхность решетки $z = 0$:

$$\eta = \left| \frac{k_{d,z}}{k_{i,z}} \right| \frac{|A_d|^2}{|A_i(0)|^2} = \frac{|A_d|^2}{|c|^2}, \quad (3.32)$$

где амплитуда A_d описывается формулой (3.29) в случае $c > 0$ и формулой (3.31) в случае $c < 0$. При угле падения θ_i , соответствующем брэгговской дифракции падающей волны на объемной решетке ($\theta_i \approx \theta_i^{BB} = \chi - \theta_{BB}^1$), параметр

$$c \approx -\cos \theta_i^{BB} / \cos (\theta_i^{BB} - 2\chi).$$

В отсутствие поглощения ($n'' = 0$, $\delta n'' = 0$) дифракционная эффективность пропускающей фазовой решетки принимает вид

$$\eta = (\sin \sqrt{v^2 + \xi^2})^2 / [1 + (\xi^2/v^2)],$$

где $v = \delta n' kd/2 \sqrt{c_i |c_d|}$, $\xi = \tau d/2 |c_d|$. При углах падения θ_i , близких к брэгговскому углу θ_i^{BB} для данной длины волны падающего света (см. (3.26) с $\theta_{BB}^1 = \chi - \theta_i^{BB}$), параметр

$$\xi \approx \frac{1}{2} Kd \delta \theta_i \sin (\chi - \theta_i^{BB}) / |\cos (\theta_i^{BB} - 2\chi)|,$$

$$\delta \theta_i = \theta_i - \theta_i^{BB} \ll \theta_i^{BB}.$$

Если же задать угол падения θ_i и рассматривать малые отклонения длины волны λ от $\lambda_{BB} = 2\Lambda n' \cos (\chi - \theta_i)$, то параметр ξ удобно представить в следующем виде:

$$\xi \approx -K^2 d \delta \lambda / 8\pi n' |\cos (\theta_i - 2\chi)|,$$

$$\delta \lambda = \lambda - \lambda_{BB} \ll \lambda_{BB}.$$

Таким образом, зависимость η от ξ , показанная на рис. 12 для трех значений второго параметра v , описывает угловую и спектральную характеристики пропускающей дифракционной решетки. Максимальная эффективность преобразования падающей волны E_i в дифракционную волну E_d достигается при брэгговской дифракции ($\xi = 0$). Для $v = \pi/2$ $\eta_{\max} = 1$, для $v = \pi/4$ и $3\pi/4$ $\eta_{\max} = 0,5$. Полуширина максимума $\Delta \xi \approx 1,5$.

В случае отражательной непоглощающей фазовой решетки дифракционная эффективность

$$\eta = \{1 + [(1 - \xi^2/v^2) / (\text{sh} \sqrt{v^2 - \xi^2})^2]\}^{-1}$$

и зависимость ее от параметра ξ носит существенно иной характер. Как видно из рис. 13, с увеличением параметра v полуширина максимума $\Delta \xi$ сильно возрастает, что является фактором, способствующим повышению эффективности дифракционного ввода излучения в тонкопленочный волновод, так как для обеспечения фазового синхронизма дифракционной волны с возбуждаемой ею поверхностной волной всегда приходится отступать от условий брэгговской дифракции ($\xi \neq 0$). При этом с ростом v максимумы дифракционной эффективности становятся выше: $\eta_{\max} = 0,43$; $0,84$ и $0,96$ для $v = \pi/4$, $\pi/2$ и $3\pi/4$ соответственно.

Наличие поглощения в фазовых объемных решетках ($n'' \neq 0$, $\delta n'' = 0$) не только снижает абсолютную величину дифракционной эффективности, но и влияет, вообще говоря, существенно на их спектрально-угловые характеристики ³⁶. Влияние поглощения на абсолютную величину

дифракционных эффективностей различных фазовых решеток проиллюстрировано в указанной работе на рис. 8, 14 и 15. Отметим также, что в работе ³⁶ подробно рассмотрены амплитудные объемные решетки ($\delta n' = 0$, $\delta n'' \neq 0$). В частности, показано, что эффективность преобразования падающей волны в дифракционную оказывается наибольшей ($\approx 7,2\%$) в случае отражательной амплитудной решетки с горизонтально расположенными однородными слоями ($\chi = 0$, $c = -1$) при брэгговском угле падения волны на решетку ($\xi = 0$), максимальной модуляции коэффициента

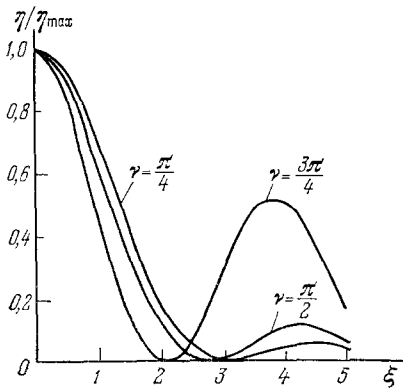


Рис. 12.

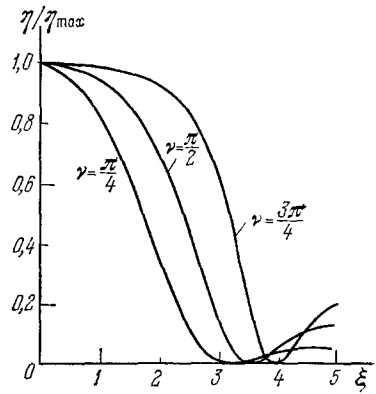


Рис. 13.

поглощения в решетке ($k\delta n'' = kn'' = \alpha$) и достаточной толщине ее ($D = \alpha d / \cos \theta_i^{BB} > 2$). Естественно, что все приведенные выше результаты справедливы для объемных дифракционных решеток достаточной толщины или, говоря точнее, при условии

$$K^2 d / kn' \gg 1,$$

которое на практике хорошо выполняется ³⁶.

Вводное устройство, использующее объемную дифракционную решетку, экспериментально осуществлено в работе ³⁴. Для получения дифракционной диэлектрической решетки применялся сенсibilизированный бихроматом аммония желатин, технология приготовления и проявления которого подробно описана в работе ⁴¹. Желатиновый слой толщиной $d = 4$ мкм был нанесен на волноводную пленку путем погружения подложки с пленкой в раствор желатина и последующего вытягивания ее из раствора с постоянной скоростью. Волноводная пленка, изготовленная из стекла, имела толщину $h = 0,3$ мкм и показатель преломления n_0 , равный 1,62. Вводное устройство рассчитывалось на длину волны $\lambda = 6328$ Å и угол падения света на решетку θ_i , близкий к нулю. Дифракционная решетка такого возбуждающего устройства должна иметь угол наклона однородных слоев $\chi = 45^\circ$ и пространственный период Λ , равный 0,25 мкм. Решетка с указанными параметрами была получена путем экспонирования сенсibilизированного желатина излучением He — Cd-лазера с $\lambda' = 4416$ Å. Два когерентных пучка света кадмиевого лазера, падавших на желатин под соответствующими углами, образовывали объемную интерференционную картину. Дальнейшая обработка желатина способом, аналогичным тому, который используется в голографии, позволила получить объемную дифракционную решетку размерами 5×5 мм². Ввод света в пленку был осуществлен при работе решетки как в режиме пропускания, так и в режиме отражения, однако лучшие результаты были

получены при использовании отражательной дифракционной решетки (т. е. в том случае, когда свет падал на решетку со стороны подложки). В эксперименте возбуждающий лазерный пучок имел гауссово распределение поля и падал на край решетки. Для оптимизации ввода изменялись диаметр $2w_0$ пучка в фокусе и расстояние фокуса до решетки. Для лучшей из решеток наиболее эффективный ввод был достигнут с помощью расходящегося пучка с диаметром $2w_0 = 0,3$ мм при удалении фокуса от решетки на расстояние 16 см (диаметр пучка света на решетке при этом составлял $2w = 0,6$ мм). Оптимальные размеры области, в пределах которой осуществлялся ввод излучения, были такой же величины ($\approx 0,6$ мм). Изучение угловой зависимости пропускания решетки при возбуждении в пленке H -волны (в оптимальных условиях) показало, что эффективность ввода достигает максимума при угле падения света на подложку $\theta = 3^\circ$ и убывает вдвое при отклонении от этого угла на величину $\Delta\theta \sim 0,1^\circ$. Брэгговское условие выполнялось вблизи угла падения $\theta = 6^\circ$, причем ширина «брэгговского резонанса» $2\delta\theta = 3^\circ$. Измерение отражения и пропускания решетки позволило оценить эффективность ввода световой энергии в пленку. Она составила 71%. Эффективность возбуждения E -волны в пленке с помощью такой решетки не превышала 15%.

Помимо объемной дифракционной решетки, для ввода излучения в пленку используется также плоская дифракционная решетка. Впервые возбуждающее устройство с плоской дифракционной решеткой предложено и осуществлено в работе ³³. Так же как и объемная решетка, плоская дифракционная решетка наносится непосредственно на волноводную пленку. Лазерный пучок, падающий на синусоидальную фазовую решетку с периодом Λ и глубиной фазовой модуляции $\Delta\Phi$ под углом θ_i , создает на поверхности пленки волну поляризации с фазовым множителем вида

$$\exp \left[i \left(\Delta\Phi \sin \frac{2\pi x}{\Lambda} + \frac{2\pi x}{\lambda} \sin \theta_i \right) \right].$$

Такая поляризационная волна может быть представлена в виде суперпозиции пространственных гармоник

$$\exp \left[i \left(\frac{2\pi x}{\Lambda} q + \frac{2\pi x}{\lambda} \sin \theta_i \right) \right],$$

$q = 0, 1, 2, 3, \dots$ Волна поляризации будет возбуждать в пленке m -ю поверхностную волну $\exp(ikn_m^*x)$, если одна из пространственных гармоник поляризационной волны окажется согласованной по фазе с поверхностной волной:

$$n_m^* = \sin \theta_i + \frac{q\lambda}{\Lambda}. \quad (3.33)$$

Это условие определяет связь между параметрами решетки, пленки и углом падения θ_i .

В работе ³³ для возбуждения поверхностной волны в стеклянной пленке толщиной $h = 0,76$ мкм и с $n_0 = 1,73$, нанесенной на подложку из стекла с $n_1 = 1,52$, использовалась плоская дифракционная решетка из фоторезиста с периодом $\Lambda = 0,665$ мкм. Эффективность ввода излучения в пленку, достигнутая в этом эксперименте, составила $\approx 40\%$. Возбуждающиеся в пленке поверхностные волны были идентифицированы с помощью формулы (3.33) на основе расчетных дисперсионных кривых и измеренных значений угла падения θ_i .

В другой работе ³⁵ фазовая дифракционная решетка для ввода излучения была получена непосредственно в волноводной пленке, как показано на рис. 14. Волноводная пленка изготавливалась из фоторезиста, и для формирования в ней фазовой дифракционной решетки, так же как

и в работе ³³, использовался аргоновый лазер с $\lambda = 4880 \text{ \AA}$. Эффективность ввода излучения в пленку достигала $\approx 50\%$.

В заключение настоящей главы остановимся подробнее на вводе и выводе излучения через суживающийся край волноводной пленки. Размеры l суживающейся области будем полагать много большими длины волны λ . Как указывалось выше, эффективный показатель преломления $n_m^* = n_0 \sin \theta_{0m}$ для m -й волны в пленке зависит от толщины ее и в области суживающегося края монотонно убывает, достигая в некоторой точке x_{cr} (с приближением толщины пленки к критической толщине h_m^{\min}) значения n_1 показателя преломления подложки. При дальнейшем распространении в пленке угол падения θ_{0m} волны на ее стенки уменьшается настолько, что волна, уже не испытывая полного внутреннего отражения на границе пленки с 1-й средой (подложкой), частично преломляется в эту среду. В работе ³³ показано, что в суживающейся области пленки

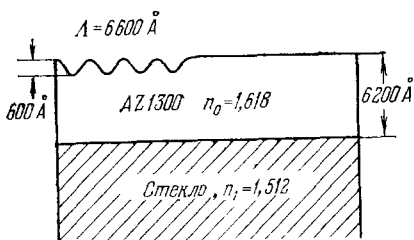


Рис. 14.

преобразование поверхностной волны в радиационные моды подложки происходит на расстоянии нескольких длин волн перед точкой x_{cr} . Согласно расчетам 80% световой энергии, излучаемой в подложку через суживающийся край пленки, должно концентрироваться в дальней зоне в пределах угла 15° . Картина поля слабо изменяется, если наклон суживающегося края варьируется от 0,01 до 0,001. Экспериментальная проверка, прове-

денная в работе ³², показала возможность использования суживающегося края пленки для ввода в нее светового излучения. При изготовлении возбуждающего устройства пленка из ZnS наносилась на полированный стеклянный блок, часть которого была прикрыта во время напыления маской для того, чтобы сформировать суживающийся край пленки. Угол сужения, определявшийся расстоянием маски от поверхности стеклянного блока, составлял 0,001. Толщина пленки h , равная $1420 \pm 50 \text{ \AA}$, позволяла возбудить в ней основную поверхностную волну H_1 . Лазерный пучок с $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ и распределением интенсивности, близким к гауссову, был сфокусирован через боковую поверхность стеклянного блока на край пленки. Вследствие рассеяния света в пленке ZnS можно было наблюдать траекторию возбужденной поверхностной волны. В этом эксперименте около 25% энергии лазерного пучка вводилось в пленку, остальная часть пучка отражалась на границе стекла с пленкой. Аналогичное возбуждающее устройство было сделано в органической пленке на стеклянной подложке, и эффективность ввода излучения в пленку достигала в данном случае 40%. Для повышения эффективности ввода необходимо контролировать распределение интенсивности падающего лазерного пучка, чтобы согласовать это распределение с распределением интенсивности радиационных мод.

4. НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Разработанные к настоящему времени эффективные методы возбуждения диэлектрического волновода через его поверхность при малой эффективной толщине волновода ($h^* \sim \lambda$) позволяют получить световые потоки высокой плотности на достаточно протяженных участках пленки. Помимо этого, достоинством тонкопленочного волновода с точки зрения нелинейной оптики является то, что в любом из составляющих его диэлектрических

слоев, изготовленном из оптически нелинейного материала, можно выполнить условие фазового синхронизма для взаимодействующих поверхностных волн путем компенсации частотной дисперсии эффективных показателей преломления их приращениями, возникающими при изменении порядка (m) или типа (H - и E -) поверхностной волны. Причем эти приращения можно варьировать в эксперименте, меняя толщину пленки и показатели преломления прилегающих к ней сред. Напомним, что в объемных нелинейных кристаллах синхронизация взаимодействующих волн по фазе достигается только при наличии оптической анизотропии, когда показатель преломления кристалла зависит от поляризации и направления распространения световой волны. Напротив, тонкопленочные волноводы открывают путь к использованию оптически изотропных нелинейных сред.

Рассмотрим параметрическое взаимодействие трех поверхностных волн в тонкой плоской пленке из оптически изотропного нелинейного материала, помещенной между двумя оптически линейными диэлектрическими слоями⁴⁸. Предположим, что поверхностная волна накачки с частотой ω'' и параметрически возбуждаемые поверхностные волны с частотами ω' и ω''' ($\omega' + \omega'' = \omega'''$) распространяются в одном направлении (вдоль оси x), имеют в плоскости пленки (по оси y) гауссово распределение поля, а в ее поперечном сечении (по оси z) — распределение, соответствующее одной из основных (H_1 -или E_1 -) мод волновода, т. е. соответствующее его минимальной эффективной толщине. При достаточной ширине гауссовых пучков можно пренебречь их дифракционной расходимостью на участке тонкопленочного волновода длиной l и записать условие фазового синхронизма в простом виде

$$\omega' n_{1,H}^*(\omega') + \omega'' n_{1,H}^*(\omega'') = \omega''' n_{1,E}^*(\omega'''). \quad (4.1)$$

Здесь в качестве волны накачки выбрана E -волна и в качестве параметрических волн — H -волны ввиду того, что $n_{1,H}^*(\omega)$ всегда превышает $n_{1,E}^*(\omega)$, и это позволяет скомпенсировать дисперсионное приращение последнего, получаемое при переходе от частот ω' , ω'' к более высокой частоте ω''' . Иными словами, соотношение (4.1) определяет частоты параметрически возбуждаемых в данном волноводе H_1 -волн через частоту E_1 -волны накачки. Эффективные показатели преломления рассчитываются на основании дисперсионного уравнения (1.13) при $m = 1$ и $\kappa = 0$ или 2 для H - и E -волн соответственно. На рис. 15, а представлена зависимость параметрических частот от относительной толщины пленки, вытекающая из условия фазового синхронизма (4.1) при длине волны накачки в вакууме $\lambda'' = 1,06$ мкм для пленки из GaAs ($n_0(\omega''') = 3,49$), нанесенной на подложку из монокристаллического CaF₂ ($n_1(\omega''') = 1,43$) и помещенной в воздухе ($n_2(\omega''') = 1$)⁴⁸. Если варьировать показатель преломления одной из сред (используя, например, различные жидкости в качестве 2-й среды) и тем самым изменять эффективные показатели преломления, то можно перестраивать параметрические частоты в довольно широких пределах при заданной частоте накачки. Так, полагая $n_2(\omega') = n_2(\omega'') = n_2(\omega''')$ и изменяя n_2 от 1 до 1,6, в пленке с относительной толщиной $h/\lambda'' \approx 0,17$ (или $B = hk_0(\omega''') \approx 3,66$) получаем перестройку параметрической частоты в пределах $\omega'''/2$ ($1 \mp 0,35$) (см. рис. 15, б). На этом рисунке показаны также перестроечные кривые для других значений параметра B .

При использовании анизотропных нелинейных сред в виде тонкой пленки (или ее подложки) следует учитывать то обстоятельство, что в случае произвольной ориентации главных осей кристалла относительно плоскости пленки и направления распространения поверхностной волны

электрическое поле последней в любой точке волновода меняется со временем не только по величине, но и по направлению. Усреднение по различным ориентациям электрических векторов поверхностных волн относительно главных осей кристалла (и относительно друг друга) приводит

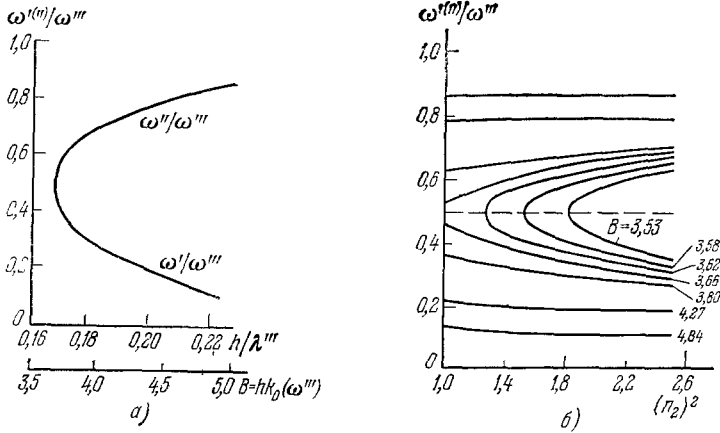


Рис. 15.

к ослаблению нелинейного взаимодействия поверхностных волн. В связи с этим возникает вопрос о таких ориентациях анизотропного кристалла в тонкопленочном волноводе, при которых можно сохранить направление электрического вектора поверхностной волны неизменным, т. е. осуществить *H*-волны в пленке: $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$, или, по крайней мере, можно сохранить

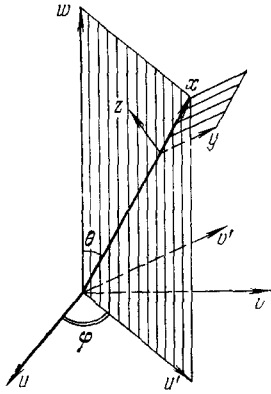


Рис. 16.

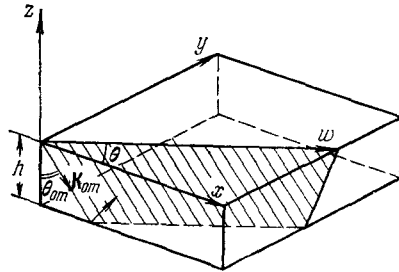


Рис. 17.

электрический вектор поверхностной волны в определенной плоскости, т. е. осуществить *E*-волны: $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$. Для случая одноосного кристалла имеющие место возможности проанализированы в работе ⁴⁹. Согласно этой работе предположим, что только пленка изготовлена из анизотропного материала, а прилегающие к ней среды являются оптически изотропными (одноосный кристалл может быть использован также либо в качестве 1-й, либо в качестве 2-й среды). Из рис. 16 нетрудно видеть, что при расположении оптической оси *w* кристалла и направления распространения поверхностной волны (оси *x*) в плоскости, перпендикулярной плоскости *x, y* пленки, *H*-волна представляет собой обыкновенную волну в кристалле, а *E*-волна — необыкновенную волну. Вполне понятно, что при такой взаимной ориентации оптической оси кристалла и направ-

ления поверхностной волны в тонкопленочном волноводе H - и E -волны распространяются независимо, не преобразуясь друг в друга. В работе ⁴⁹ подробно рассмотрен еще один случай, когда оптическая ось кристалла лежит в плоскости пленки (рис. 17). Причем замечание, сделанное автором к этому случаю, о приближенном сохранении H - и E -волн в условиях слабого двойного лучепреломления на достаточно малых участках волновода, естественно, остается в силе и для произвольной ориентации оптической оси кристалла в тонкопленочном волноводе.

Переходя теперь к рассмотрению параметрического взаимодействия трех поверхностных волн в анизотропном волноводе, мы ограничимся первым случаем, представленным на рис. 16. Предположим, что волна накачки с частотой ω'' и параметрически возбуждаемые волны с частотами ω' и ω'' ($\omega' + \omega'' = \omega''$) распространяются в одном направлении (вдоль оси x) и удовлетворяют скалярному условию фазового синхронизма (4.1). В таком случае эффективность нелинейного взаимодействия поверхностных волн в любой точке пленки характеризуется величиной

$$d_{ijk} \overline{E_i(\omega''')} E_j(\omega') E_k(\omega'') = d_{ijk} \overline{e_i(z, \omega''')} e_j(z, \omega') e_k(z, \omega''), \quad (4.2)$$

где d_{ijk} — тензор квадратичной поляризации, а E — электрическое поле каждой из поверхностных волн. При наличии слабого двулучепреломления света электрическое поле необыкновенной E -волны описывается формулой

$$\mathbf{E}^{(e)} = \mathbf{A}^{(e)} e(z) \exp i(kn^*x - \omega t), \quad (4.3)$$

где $e(z)$ — вещественная функция, единичный комплексный вектор $\mathbf{A}^{(e)} = \frac{1}{\sqrt{1+\gamma^2}}(i\gamma, 0, 1)$; $\gamma(z)$ — вещественная функция, $\overline{\mathbf{A}^{(e)}}\mathbf{A}^{(e)} = 1$. Электрическое поле обыкновенной H -волны можно представить в аналогичном виде

$$\mathbf{E}^{(o)} = \mathbf{A}^{(o)} e(z) \exp i(kn^*x - \omega t), \quad (4.4)$$

где $\mathbf{A}^{(o)} = (0, 1, 0)$. Перепишем соотношение (4.2) с учетом (4.3) и (4.4):

$$d_{ijk} \overline{E_i(\omega''')} E_j(\omega') E_k(\omega'') = C_I e(z, \omega''') e(z, \omega') e(z, \omega''), \\ C_I = d_{ijk} \overline{A_i(\omega''')} A_j(\omega') A_k(\omega'').$$

Следует подчеркнуть, что введенный здесь коэффициент C_I зависит не только от свойств симметрии и ориентации нелинейного кристалла, но косвенно (через функцию $\gamma(z)$, которая входит в вектор $\mathbf{A}^{(e)}$) зависит также от координаты z . Последнее обстоятельство упущено в работе ⁴⁹. Поэтому предполагалось, что эффективность нелинейного взаимодействия поверхностных волн по всему поперечному сечению пленки, т. е. величина

$$\int_0^h d_{ijk} \overline{E_i(\omega''')} E_j(\omega') E_k(\omega'') dz$$

может быть приведена к виду

$$C_I \int_0^h e(z, \omega') e(z, \omega'') e(z, \omega''') dz.$$

На самом деле только при взаимодействии трех H -волн коэффициент C_I не зависит от γ и, следовательно, характеризует эффективность нелинейного взаимодействия по всему поперечному сечению пленки. В общем

случае коэффициент C_I определяет нелинейное взаимодействие поверхностных волн в окрестности некоторой точки, а точнее говоря — во всех точках фиксированной продольной плоскости $z = \text{const}$. В таблице приведены

Класс симметрии	$ C_I $ для взаимодействия $H-NH$	$\frac{1}{C} C_I $ для взаимодействий $E-NH, H-EH$ (или $H-HE$)
$\bar{6}2m$	$d_{22} \cos 3\varphi$	$d_{22}\sigma_+ \sin 3\varphi$
$4mm, 4$	0	$d_{15}\sigma_-$
$6mm, 6$		
422	0	0
622		
$\bar{6}$	$d_{22} \cos 3\varphi + d_{11} \sin 3\varphi$	$(d_{22} \sin 3\varphi - d_{11} \cos 3\varphi) \sigma_+$
$3m$	$d_{22} \cos 3\varphi$	$[(d_{22} \sin 3\varphi \cos \theta - d_{15} \sin \theta)^2 +$ $+ \gamma^2 (d_{22} \sin 3\varphi \sin \theta + d_{15} \cos \theta)^2]^{1/2}$
32	$d_{11} \sin 3\varphi$	$d_{11}\sigma_+ \cos 3\varphi$
3	$d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi$	$[(d_{22} \sin 3\varphi \cos \theta - d_{11} \cos 3\varphi \cos \theta - d_{15} \sin \theta)^2 +$ $+ \gamma^2 (d_{22} \sin 3\varphi \sin \theta - d_{11} \cos 3\varphi \cos \theta + d_{15} \cos \theta)^2]^{1/2}$
$\bar{4}3m, 23$	0	$d_{14}\sigma_- \sin 2\varphi$
$\bar{4}2m$		
$\bar{4}$	0	$(d_{15} \cos 2\varphi + d_{14} \sin 2\varphi) \sigma_-$

$\sigma_+ = (\cos^2 \theta + \gamma^2 \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad \sigma_- = (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta)^{1/2}, \quad C = (1 + \gamma^2)^{-1/2}$

конечные формулы для $|C_I|$ из работы ⁴⁹, соответствующие различным комбинациям взаимодействующих поверхностных волн: $H-NH, E-NH, H-EH$. Заметим, что на первом месте в этих комбинациях указывается тип волны накачки. Аналогичные формулы, полученные в ⁴⁹ для параметрических взаимодействий с участием двух или трех E -волн, в таблице не приведены, так как эти формулы не учитывают того, что двум E -волнам с различными частотами или различного порядка отвечают разные функции $\gamma(z)$. Расчет коэффициентов C_I выполнен в работе ⁴⁹ для кристаллов различной симметрии при произвольной их ориентации (θ, φ) в волноводной пленке.

Свойства нелинейных оптических волноводов можно использовать для возбуждения излучения на комбинационных частотах исходных волн (а также для получения второй гармоники). Теоретический анализ получения комбинационных частот в нелинейных тонкопленочных волноводах изложен в работе ²⁹. При распространении в пленке поверхностных волн двух различных частот (ω' и ω'') в результате нелинейного взаимодействия возникают волны поляризации, являющиеся источником излучения на суммарных и разностных частотах. Распространение этих волн характеризуется эффективным показателем преломления

$$n_{\pm}^* = \frac{k'_x + k''_x}{\omega' \pm \omega''} c.$$

Величина n_{\pm}^* зависит от толщины пленки, направления распространения и типа волн частот ω', ω'' и может изменяться в широких пределах. В част-

ном случае, при встречном распространении волн одинаковой частоты для волн поляризации на частоте второй гармоники эффективный показатель преломления $n_+^* = 0$. В случае возбуждения волн одинакового типа и частоты в одном направлении эффективный показатель преломления для нелинейной поляризации второй гармоники совпадает с n^* для волн первой гармоники.

Поле, возбуждаемое волной нелинейной поляризации, может быть представлено как сумма поверхностных волн и волн излучения:

$$E(x, z) = E_{\text{рад}}(x, z) + \sum_m C_m E_m(x, z);$$

здесь C_m — амплитуды поверхностных волн.

Меняя толщину пленки и направление распространения исходных волн, можно получить поверхностные и излучающиеся волны на комбинационных частотах. Перекачка энергии в волну комбинационной частоты будет эффективна в том случае, когда n^* для одной из мод волновода на частоте $\omega^m = \omega' \pm \omega''$ совпадает с эффективным показателем преломления для волны нелинейной поляризации: $n^*(\omega^m) = n_{\pm}^*(\omega^m)$. Как уже отмечалось, условие синхронизма при трехчастотном взаимодействии в нелинейном волноводе можно выполнить, подбирая толщину пленки и тип волны для каждой частоты. Однако эффективность возбуждения комбинационных частот определяется не только синхронизмом волн, но также тем, насколько близко совпадает распределение волны нелинейной поляризации на комбинационной частоте с распределением поля исходных волн. Это, в свою очередь, обусловлено выбором типов мод и ориентацией нелинейного диэлектрика в пленке.

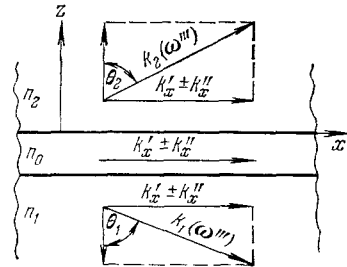


Рис. 18.

Возбуждение волн излучения на комбинационных частотах в пленочном волноводе становится возможным при выполнении условия $n_{\pm}^* < n_1(\omega' \pm \omega'')$, $n_2(\omega' \pm \omega'')$. Если волновод считать бесконечным по оси x , то световое поле в граничных диэлектриках будет представлять собой плоские волны, излучающиеся под углами θ_1 и θ_2 (рис. 18): $\sin \theta_{1,2} = n^*(\omega' \pm \omega'')/n_{1,2}(\omega^m)$. В случае уже упомянутого встречного распространения исходных волн с одинаковой частотой ($\omega' = \omega'' = \omega$, $\omega' + \omega'' = 2\omega$, $n_{\pm}^*(2\omega) = 0$) реализуется синфазное распределение волн нелинейной поляризации на частоте второй гармоники. Такая поляризация возбуждает две плоские волны по нормали к поверхности волновода, причем возбуждение плоских волн на частоте второй гармоники имеет место при любых толщинах пленки. Волны излучения могут быть осуществлены при распространении исходных волн в одном направлении, если n_{\pm}^* будет меньше показателя преломления граничного диэлектрика на комбинационной частоте, но больше показателей преломления того же диэлектрика на частотах ω' , ω'' .

Возбуждение поверхностных волн на комбинационных частотах является наиболее эффективным, так как выходная мощность в этом случае пропорциональна квадрату длины нелинейного волновода. Осуществление данного режима возможно в случае достаточной прозрачности волновода на всех взаимодействующих частотах и выполнения условий синхронизма. Для удовлетворения последнего требования расчетная толщина волновода (h) должна быть выдержана с точностью $\Delta h/\lambda \sim \lambda/l$, где l — длина взаимодействия. В настоящее время это практически трудно осуществить.

Излучающиеся волны на комбинационных частотах получить более просто, так как этот случай менее критичен к отклонениям в толщине пленки. Кроме того, допустимо использовать пленки с затуханием на комбинационной частоте, так как энергия волны этой частоты выводится из волновода на длинах порядка толщины пленки. Основным недостатком генерации волн излучения является ее малая эффективность, так как выходная мощность пропорциональна длине волновода.

Перспективным для наблюдения нелинейных эффектов представляется использование монокристаллической пленки из LiNbO_3 на кварцевой подложке¹¹. Ось кристалла LiNbO_3 следует ориентировать перпендикулярно плоскости пленки. Если использовать для получения второй гармоники моды $H_1(\omega)$ и $E_1(2\omega)$, то нелинейное преобразование будет определяться константой нелинейного взаимодействия d_{31} . При

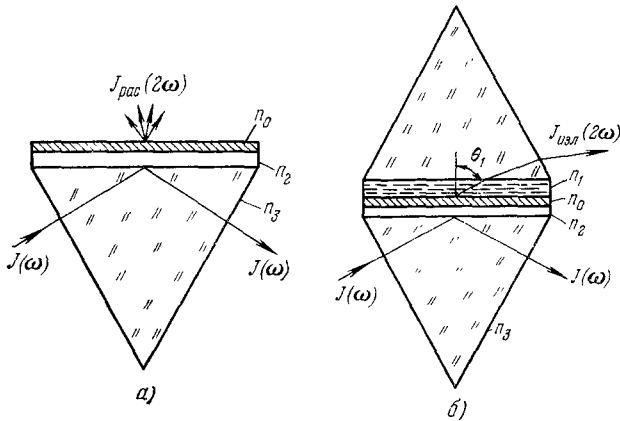


Рис. 19.

длине волны накачки $\lambda = 1,06$ мкм толщина пленки LiNbO_3 должна быть около 2,5 мкм.

В эксперименте нелинейные тонкопленочные волноводы были использованы для получения второй гармоники от лазера на стекле с Nd^{3+} ²⁹. Система состояла из призмы (ТФ-5), пленки LiF_2 в качестве оптического зазора и пленки ZnS — волноводного слоя (рис. 19, а). Толщина оптического зазора выбиралась таким образом, чтобы добротность волновода определялась в основном связью, а не потерями в пленках. Вторая гармоника ($\lambda = 0,53$ мкм) наблюдалась при резонансном угле падения как яркое зеленое пятно — пространственно-некогерентное излучение.

Для получения пространственно-когерентных волн излучения на второй гармонике схема была несколько изменена, а именно — над волноводным слоем помещен нитробензол (n_1) (рис. 19, б). Толщина волноводного слоя ZnS была выбрана таким образом, чтобы фазовая скорость возбуждаемой волны первой гармоники была больше фазовой скорости плоских волн второй гармоники в граничной среде — нитробензоле. В этом случае угол излучения второй гармоники определяется выражением $\sin \theta_1 = n^*(\omega)/n_1(2\omega)$. При мощности импульса Nd-лазера 20 квт эффективность преобразования в поликристаллической пленке ZnS составляла 10^{-6} . Были получены и сопоставлены с расчетами зависимости мощности и угла излучения второй гармоники в нитробензоле от толщины волноводного слоя для моды $E_2(\omega)$.

Генерация поверхностных волн на второй гармонике в тонкой пленке была получена в работе⁵². Нелинейный волновод представлял собой пластину из GaAs сечения $3,2 \times 160$ мкм², отполированную химическим способом. С помощью объектива через торец пластины вводилось излучение CO_2 -лазера. Диапазон генерации второй гармоники соответствовал вращательным линиям CO_2 , лежащим между 9,2 и 10,8 мкм без подстройки нелинейного кристалла. Широкая полоса фазового согласования объясняется, с одной стороны, природой фазового согласования в тонких плен-

ках, с другой стороны — неоднородностью толщины волновода по траектории луча. Низкая эффективность преобразования ($\sim 10^{-2}$) была обусловлена, во-первых, малыми мощностями вводимой энергии из-за низкого порога разрушения кристалла, во-вторых, неэффективным способом ввода светового луча через торец. Для получения второй гармоники в тонкопленочных волноводах можно также использовать нелинейные свойства подложки. В работе ⁵¹ исследован оптический волновод из поликристаллической пленки ZnS, нанесенной на монокристаллическую подложку ZnO. Поверхностная волна в пленке возбуждалась лазером Nd³⁺:YAG, проникающее в подложку поле создавало в ней волну нелинейной поляризации на частоте второй гармоники. Толщина пленки ZnS подбиралась таким образом, что волна нелинейной поляризации распространялась в подложке со скоростью большей, чем скорость света в подложке. Излучение второй гармоники наблюдалось в виде черенковского излучения под углом $\theta_1 = \arcsin [n^*(\omega)/n_1(2\omega)]$.

5. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Тонкопленочные оптические волноводы можно использовать не только для частотного преобразования поверхностных волн (см. гл. 4), но и для их пространственного сканирования. Как и в случае объемных кристаллов, здесь перспективным представляется акустический метод — взаимодействие света с упругими волнами, распространяющимися в пленке. Возможность получения больших концентраций световой и акустической энергии в тонких пленках позволяет надеяться на создание эффективных пленочных пространственных модуляторов.

Аналитическое рассмотрение взаимодействия в тонкопленочном волноводе акустических и поверхностных оптических волн можно провести, используя метод возмущений ⁵³. Для простоты рассматривается симметричный диэлектрический волновод ($n_1 = n_2 = 1$), в котором изменение диэлектрической постоянной, обусловленное акустической волной, представлено в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} n_0^2 [1 - p \cos(Kx - \Omega t)], & |z| \leq h/2, \\ 1, & |z| > h/2, \end{cases} \quad (5.1)$$

где p — амплитуда изменения $\varepsilon/\varepsilon_0$ ($p \ll 1$). Допустим, что световая волна (антисимметричного) типа H_m распространяется коллинеарно с акустической волной, и запишем y -составляющую ее электрического вектора в виде

$$E_{y,m}^{(i)} = C_0^m \sin(\sqrt{n_0^2 - n_m^{*2}} kz) \exp[i(n_m^* kx - \omega t)], \quad |z| \leq h/2, \quad (5.2a)$$

$$E_{y,m}^{(i)} = \pm C_0^m \sin(\sqrt{n_0^2 - n_m^{*2}} kh) \times \\ \times \exp\left[-k \sqrt{n_m^{*2} - 1} \left(|z| - \frac{h}{2}\right)\right] \exp[i(n_m^* kx - \omega t)], \quad \pm z > h/2. \quad (5.2b)$$

Здесь C_0^m — постоянная, а n_m^* — корень дисперсионного уравнения симметричного волновода (см. (1.13) при $n_1 = n_2 = 1$).

Найдем решение волнового уравнения для пленки и окружающей среды:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = \frac{n_0^2}{c^2} p \cos(Kx - \Omega t) \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad |z| \leq \frac{h}{2}, \quad (5.3a)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0 \quad |z| > \frac{h}{2}. \quad (5.3b)$$

Правая часть уравнения (5.3а) представляет возмущение, вносимое акустической волной. Решение данных волновых уравнений можно представить в виде суммы падающей и рассеянных волн:

$$E_y = A^{(i)} E_{y,m}^{(i)} + \sum_l A_l^{(s)}(x) E_{y,l}(x, z, t; \omega_s) + \int_0^h q(\xi, x) E_y(\xi; x, z, t; \omega_s) d\xi. \quad (5.4)$$

Функции $E_y(\xi; x, z, t; \omega_s)$ описывают излучающиеся моды.

$$E_y(\xi; x, z, t; \omega_s) = \begin{cases} B \sin k_z z \cdot \exp[i(k_x x - \omega_s t)], & |z| \leq h/2, \\ (C e^{i\xi z} + \bar{C} e^{-i\xi z}) \exp[i(k_x x - \omega_s t)], & |z| > h/2; \end{cases} \quad (5.5)$$

здесь $k_x = \sqrt{k^2 - \xi^2}$, $k_z = \sqrt{n_0^2 k^2 - k_x^2}$.

Основной задачей является определение функции $q(\xi, x)$, которая обусловлена правой частью уравнения (5.3а). Подставляя значение E_y из (5.4) в (5.3а) и приравнявая члены, принадлежащие одному порядку возмущения, а также интегрируя правые и левые части по z от 0 до ∞ , получаем следующие результаты⁵³.

При совпадении направлений распространения акустической и оптической волн функция $q(\xi, x)$ максимальна, если выполняются условия $\omega_s \approx \omega_i - \Omega$, $k_x \approx \pm (n_m^* k - K)$. При встречном распространении указанных волн $q(\xi, x)$ максимальна при $\omega_s \approx \omega_i + \Omega$, $k_x \approx \pm (n_m^* k - |K|)$. Вариация угла излучения ($\Delta\theta$) связана с изменением акустической частоты (Δf) соотношением $\Delta\theta = \lambda \Delta f / \sin \theta \cdot V$, где V — фазовая скорость акустической волны. Анализ, проведенный для волновода из GaAs и $\lambda = 10,6$ мкм, показал, что в этом случае для отклонения луча на угол $\Delta\theta \approx 0,45$ рад ($\Delta f \approx 50$ МГц) требуется акустической энергии на порядок меньше, чем в объемном акустическом дефлекторе с аналогичными характеристиками.

Одной из проблем, связанных с взаимодействием в тонких пленках упругих и оптических волн, является возбуждение акустических колебаний в оптическом волноводе. До настоящего времени эксперименты проводились с помощью акустических поверхностных волн, возбуждаемых встречно-штыревыми преобразователями на пьезоэлектрике. Эти волны в свою очередь возбуждали поверхностные волны в пленке, нанесенной на пьезокристалл. Недостатки такого метода очевидны. Для получения оптического волновода необходимо использовать подложку с показателем преломления, меньшим n_0 пленки. Наиболее распространенные пленки — стеклянные и органические — имеют $n_0 \approx 1,5$; следовательно, подложка должна обладать еще меньшим показателем преломления n_1 . Однако пьезоэлектрики с небольшим n_1 обладают малыми электроакустическими постоянными и малой эффективностью возбуждения упругих волн. В случае использования в качестве подложек кристаллов LiNbO_3 ($n_1 \approx 2,2$) для сохранения волноводных свойств стеклянных пленок на подложку наносят слой металла, а затем диэлектрическую пленку. Однако в этом случае металл вносит дополнительные потери в волновод и усиливает затухание поверхностных волн.

Авторы работы⁵⁴ экспериментально продемонстрировали отклонение светового пучка в оптическом волноводе при взаимодействии его с акустической волной. Сканирование осуществлялось в плоскости стеклянной пленки, напыленной на α -кварц, на котором возбуждались поверхностные акустические волны. Световой поток распространялся относительно акустической волны под углом брэгговского рассеяния $\theta_{\text{БВ}} = \arcsin(\lambda_0/2\Lambda)$,

где $\lambda_0 = 2\pi/n_0k$ — длина волны света в пленке, Λ — длина акустической волны. Рассеянный луч отклонился от основного на угол $2\theta_{БВ}$, который в указанном эксперименте составлял $\approx 1,3^\circ$. Эффективность отклонения составила $\approx 66\%$.

В работе ⁵⁵ было экспериментально исследовано рассеяние оптических поверхностных волн на акустических при коллинеарном распространении и наблюдается перераспределение световой энергии по модам. Этот эффект является аналогом брэгговского рассеяния света на уругрих волнах в анизотропных объемных средах, с той разницей, что в тонких

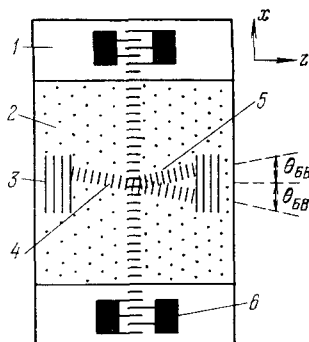


Рис. 20.

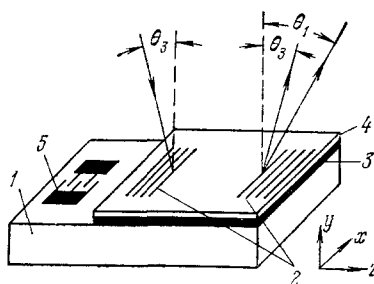


Рис. 21.

пленках для получения фазового согласования при параметрическом взаимодействии нет необходимости использовать анизотропные материалы (см. гл. 4). Подложкой для волновода служил монокристалл LiNbO_3 (1 на рис. 21), на который был нанесен слой алюминия 3, а затем стеклянная пленка 4 (на рис. 21 цифрой 5 обозначен преобразователь поверхностных акустических волн). Не — Не-лазер через дифракционный ввод 2 возбуждал в пленке моду H_1 ; энергия последней при взаимодействии с поверхностной акустической волной перекачивалась в моду H_2 , которая выводилась из пленки под углом θ_1 , отличающимся от угла θ_3 моды H_3 на $\sim 4^\circ$. Эффективность преобразования составляла 55% и определялась главным образом величиной интеграла перекрытия:

$$\tau = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} v_a(z) v_1(z) v_3(z) dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} v_a^2(z) dz \int_{-\infty}^{+\infty} v_1^2(z) dz \int_{-\infty}^{+\infty} v_3^2(z) dz}, \tag{5.6}$$

где $v_1(z)$, $v_3(z)$ — функции распределения компонент E_y для H_1 - и H_3 -мод,

$$v_a(z) = \begin{cases} 1, & 0 \leq z \leq h, \\ 0, & z \geq h \end{cases}$$

— функция распределения напряжения, создаваемого акустической волной. В рассматриваемом случае нелинейная поляризация, возбуждаемая одной из мод, не совпадает с другой модой, что обуславливает малую величину $\tau \approx 0,027$ и низкую эффективность преобразования. Увеличения интеграла перекрытия можно достичь, подобрав более подходящее распределение акустической энергии (например, несимметричное) или используя несимметричный волновод с соответствующими модами.

Акустический способ преобразования типов колебаний поверхностных волн не является единственным. Как указывалось в гл. 4, при распро-

странении поверхностных волн в анизотропном волноводе поляризация их непрерывно меняется, таким образом автоматически происходит рассеяние света по различным типам колебаний. Поляризация может меняться и в изотропной пленке, если граничные среды, на которых претерпевают отражения световые лучи, являются анизотропными или гиротропными. Проникающее в граничные среды поле поверхностной волны имеет вид

$$C e^{-\gamma |z|} \exp [i (n^* k x - \omega t)],$$

где $\gamma = \sqrt{n^{*2} - n^2}$ — постоянная затухания. Для анизотропной подложки существуют два собственных значения постоянной затухания γ_1 и γ_2 . Так как в общем случае эти две собственные моды в подложке не будут чисто поперечными или продольными, то из граничных условий следует, что E_m - и H_m -моды в пленке также не будут чисто поперечными или продольными. Таким образом, при отражении лучей от границы пленки с анизотропной средой происходит перекачка энергии из одного типа моды в другой. Для того чтобы эффект преобразования накапливался, необходимо получить вырожденное распространение поверхностных волн, когда фазовые сдвиги при отражении лучей E_m - и H_m -мод равны. Обычно при отражении света от изотропных диэлектриков под одним и тем же углом фазовые сдвиги для различных поляризаций разные, однако при использовании в качестве граничных сред соответствующих анизотропных веществ можно получить вырожденное распространение.

В работе ⁵⁶ проведен теоретический анализ преобразования оптических мод в пленках с анизотропными граничными средами, сделан численный расчет длины когерентности для различных пленок, анизотропных и гиротропных подложек и граничных сред. Показана возможность получения 100%-ного преобразования и оценены допуски на отклонения толщины пленки, углов возбуждения мод от оптимальных величин. Указанный принцип преобразования осуществлен в работе ⁵⁶. Оптический волновод был образован стеклянной пленкой, напыленной на стекло с меньшим показателем преломления. Толщина пленки была такова, что могли возбуждаться только две низшие моды H_1 и E_1 . С помощью газового лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) возбуждалась мода H_1 . Для получения преобразования к пленке прижималась (до оптического контакта) соответствующим образом ориентированная пластинка из кристаллического кварца. На выходе наблюдались моды H_1 и E_1 . Эффективность преобразования H_1 в E_1 составила $\approx 15\%$.

6. УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Принцип миниатюризации оптических схем, внедряемых в современную технику связи, вычислительную технику и т. д., поставил задачу разработки и создания пленочных усилителей и генераторов света. Теоретически возможность усиления поверхностных волн в плоском диэлектрическом волноводе впервые была показана в работе ⁵⁹. В этой работе в качестве активной среды рассматривался газ, прилегающий к волноводу. В настоящее время предложен и практически осуществлен целый ряд активных элементов в тонкопленочных волноводах. В частности, в работе ⁶⁰ сообщалось об усилении света с длиной волны $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ в полиуретановой пленке, активированной красителем родамином Б. Волноводная пленка была получена путем погружения чистой стеклянной подложки (микрослайда) в специально приготовленный раствор двух компонент полиуретановой смолы и красителя, с последующей просушкой ее в вертикальном положении на воздухе и в печи. Концентрация родамина Б в пленке составила $7,5 \cdot 10^{-3}$ моль/л (пленка № 1) и $3,3 \cdot 10^{-2}$ моль/л

(пленка № 2). Пленка имела показатель преломления $n_0 = 1,55$, подложка — $n_1 = 1,51$. Для накачки пленки использовался азотный лазер с мощностью ≈ 43 *квт* и длительностью импульса излучения 6,6 *нсек*. Излучение лазера фокусировалось в линию длиной 28 *мм* и шириной 0,3 *мм*. В отсутствие обратной связи в пленке, активированной красителем, наблюдалась суперлюминесценция. Поляризационный анализ излучения, выведенного из пленки с помощью рутиловой призмы, выявил в нем H_m - и E_m -волны. Длительности суперлюминесцентного импульса оказалась короче длительности импульса накачки и составила 5,6 *нсек*. Спектр излучения был достаточно широк $\Delta\nu \approx 200$ Å , и центр полосы излучения приходился на $\lambda = 6320$ Å . В работе ⁶⁰ продемонстрировано также усиление света в пленке, активированной родамином Б. С этой целью излучение He — Ne-лазера ($P_i = 0,15$ *вт*) вводилось в пленку и выводилось из нее посредством призм, удаленных друг от друга на расстояние 16 *мм*. Излучение на выходе анализировалось спектрометром и регистрировалось с помощью фотоумножителя на осциллографе.

Было установлено, что при увеличении мощности, падающей на входную призму, усиление уменьшается, обнаруживая насыщение в области больших P_i . Максимум усиления достигал $12,5$ см^{-1} для пленки № 2 и $8,4$ см^{-1} для пленки № 1. Исследование зависимости усиления от мощности азотного лазера P_{N_2} , выполненное на пленке № 1, показало, что с ростом мощности накачки P_{N_2} усиление растет. Однако при достаточно больших уровнях накачки ($P_{N_2} > 14$ *квт/см*) оно испытывает насыщение, причем для меньших P_i усиление в области насыщения выше. Отметим, что при ослаблении мощности накачки до 10 *квт/см* никакой суперлюминесценции не наблюдалось, хотя значительное усиление света He — Ne-лазера регистрировалось приемной аппаратурой.

Интересная конструкция пленочного усилителя света осуществлена в работе ⁶⁵. Используя проникновение поля поверхностной волны, распространяющейся в пленке, в граничащие с нею среды, авторы в качестве одной из этих сред взяли краситель родамин 6Ж. Накачка красителя осуществлялась поверхностной волной, возбуждаемой в пленке с помощью призмы от внешнего источника. Для такого усилителя оказывается существенным выбор показателей преломления пленки, подложки и раствора красителя, необходимый для обеспечения наибольшего проникновения поля накачки и усиливаемого поля в краситель. Очевидно, оптимальному случаю будет соответствовать показатель преломления раствора красителя, близкий к показателю преломления пленки. Авторы работы ⁶⁵, нанося на пленку раствор родамина 6Ж с концентрацией $3 \cdot 10^{-3}$ *моль/л* и накачивая его второй гармоникой Nd³⁺: YAG-лазера, наблюдали при низких уровнях накачки спонтанную эмиссию красителя в волноводе и при больших концентрациях суперлюминесценцию с длиной волны $\lambda = 5900$ Å на выходе призмного выводного устройства. Оценки показывают, что усиление, необходимое для наблюдения суперлюминесценции, должно достигать e^{20} .

Развитие техники напыления стеклянных пленок позволило в последнее время получить стеклянную пленку, активированную ионами Nd³⁺ с очень низкими потерями (0,05 *дб/см* для основной моды) ⁶⁶. В указанной работе на основе такой пленки был осуществлен пленочный усилитель света на длине волны 1,06 *мкм*. Активированная пленка ($n_0 = 1,55$ 3,5 *вес. % Nd* ²⁰³), нанесенная на стеклянную подложку с $n_1 = 1,53$, освещалась излучением ксеноновой лампы-вспышки. Луч света непрерывно действующего Nd³⁺: YAG-лазера вводился в пленку и выводился из нее с помощью призм. Расстояние между призмами было равно 5 *см*, длина освещаемой области 3 *см*. При энергии накачки 130 *дж* было зарегистрировано 16%-ное усиление света на одном проходе. Изучение зависимости

усиления от энергии накачки и от мощности усиливаемого в пленке излучения, показало, что оно линейно увеличивается с ростом накачки (до 200 дж) и линейно падает с ростом мощности вводимого в пленку луча света.

Необходимым этапом на пути создания пленочных генераторов света является осуществление эффективно действующей обратной связи в пленке. Первый шаг в этом направлении сделан в работе ⁶². В этой работе исследована генерация в периодической структуре, в которой обратная связь обеспечивается брэгговским рассеянием света назад. Рассеяние света происходит на периодических пространственных изменениях показателя преломления или коэффициента усиления самой усиливающей среды. Изменения показателя преломления n и коэффициента усиления α задаются в виде

$$n(x) = n + \delta n \cos Kx, \quad \alpha(x) = \alpha + \delta\alpha \cos Kx, \quad (6.1)$$

где ось x направлена вдоль оптической оси и $K = 2\pi/\Lambda$. Здесь Λ — период пространственной модуляции, а δn и $\delta\alpha$ являются ее амплитудами. Лазер с распределенной обратной связью указанного вида будет излучать свет с длиной волны λ , определяемой условием Брэгга — Вульфа (3.26)

$$\lambda = 2n\Lambda. \quad (6.2)$$

В работе ⁶² получено выражение для порога и спектральной ширины стимулированного излучения в такой периодической структуре на основе анализа ее методом связанных волн (см. гл. 3). Условие начала генерации при больших значениях фактора усиления $G = e^{2\alpha L}$, где L — длина периодической структуры, имеет вид

$$4\alpha^2 G^{-1} = \left(\frac{\pi\delta n}{\lambda}\right)^2 + \frac{(\delta\alpha)^2}{4} \quad (6.3)$$

Если промодулирован только показатель преломления среды, то пороговое условие сводит к следующему:

$$\delta n = \frac{\lambda \ln G}{L\pi \sqrt{G}} \quad (6.4)$$

Когда фактор усиления G превышает пороговое значение в центре полосы вдвое, пороговое условие оказывается выполненным для спектральной полосы $\Delta\lambda$, ширина которой дается выражением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda \ln G}{4\pi n L}. \quad (6.5)$$

Чтобы проиллюстрировать приведенные выше соотношения, предположим, что длина усиливающей среды $L = 10$ мм, фактор усиления $G = 100$ и длина волны излучения $\lambda = 0,63$ мкм. Уравнение (6.4) указывает, что генерация будет происходить, если $\delta n \geq 10^{-5}$. Для ширины полосы излучения из уравнения (6.5) получается $\Delta\lambda \approx 0,1$ Å. Экспериментально лазер с распределенной обратной связью был осуществлен на красителе в желатиновой пленке. Длина лазера составляла 10 мм, ширина — 0,1 мм. Пленка наносилась на стеклянную подложку. Желатин, сенсibilизированный бихроматом аммония ((NH₄)₂ Cr₂O₄), был экспонирован двумя когерентными лучами света He — Cd-лазера. Интерференционная картина, возникавшая при таком освещении желатина, имела период 0,3 мкм. Далее желатин проявлялся методом, который используется в голографии ^{37, 38, 69}, в результате чего в нем возникала пространственная модуляция показателя преломления. Проявленный желатин погружался в раствор родамина 6Ж, чтобы краситель проник в поры желатинового слоя. После просушки получившаяся структура с распределенной обратной связью, освещалась

ультрафиолетовым излучением азотного лазера. При плотностях накачки выше 10^6 вт/см^2 наблюдалась генерация с длиной волны $0,63 \text{ мкм}$. Анализ спектра излучения пленочного лазера с помощью спектрометра показал, что ширина линии меньше $0,5 \text{ \AA}$. Ширина линии стимулированной люминесценции родамина 6Ж в однородной желатиновой пленке при тех же самых условиях накачки составляла 50 \AA и центр линии приходился на длину волны $\lambda = 0,59 \text{ мкм}$. Таким образом, наличие распределенной обратной связи приводило к значительному сужению излучаемой линии. В работе исследована генерация желатиновых пленок различной толщины и при разных условиях накачки. Наряду с возможностью получения одночастотной генерации в пленке толщиной $h = 14 \text{ мкм}$ отмечена возможность многочастотной генерации при больших накачках и в более толстых пленках. Многочастотность излучения связана с генерацией различных мод желатиновой пленки.

Изменение периода пространственной модуляции показателя преломления или коэффициента усиления дает возможность для перестройки длины волны излучения лазера с распределенной обратной связью. Для этих

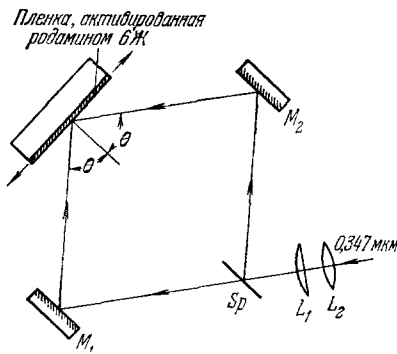


Рис. 22.

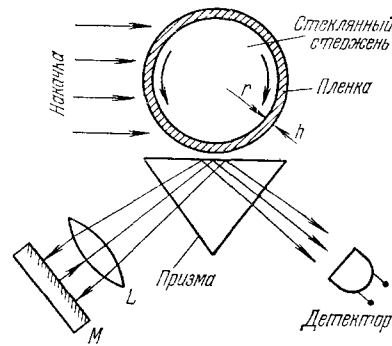


Рис. 23.

целей можно использовать известное свойство органического раствора красителя изменять усиление и показатель преломления при поглощении им интенсивного оптического излучения. В работе ⁶⁷ осуществлен перестраиваемый тонкопленочный лазер при накачке полиуретановой волноводной пленки, активированной родамином 6Ж, двумя интерферирующими когерентными световыми лучами (рис. 22). В зависимости от угла 2θ между ними длина волны излучения λ_L изменялась согласно формуле

$$\lambda_L = \frac{\lambda_p n^*}{q_B \sin \theta}$$

где q_B — порядок брэгговского рассеяния (см. гл. 3). В качестве накачки использовалось излучение второй гармоники рубинового лазера: $\lambda_p = 0,347 \text{ мкм}$. Ширина линии пленочного лазера не превышала нескольких десятых ангстрема при высоких уровнях накачки. Возможность осуществления лазера на изложенном выше принципе ограничена, по-видимому, средами с большим коэффициентом усиления.

Создание тонкопленочного кольцевого лазера, в котором сильная обратная связь получается наиболее простым способом, позволяет расширить класс тонкопленочных генераторов за счет сред с умеренным коэффициентом усиления.

В работе ⁶³ кольцевой пленочный лазер был осуществлен путем нанесения активированной пленки на поверхность цилиндрического стеклянного

стержня. Оптический путь луча света в пленке проходил по окружности стержня. Для накачки использовался азотный лазер ($\lambda = 3371 \text{ \AA}$), выходной луч которого освещал узкую полоску пленки на стержне. Свет, генерируемый в пленке, выводился из нее с помощью призмы (рис. 23). Вследствие того, что свет в кольцевой пленке распространяется в двух направлениях, на выходе наблюдалось два луча. Эти лучи хорошо коллимированы в вертикальном направлении (вдоль стержня), так как высота накачиваемой области составляла $\approx 0,2 \text{ мм}$. В горизонтальном направлении они имеют угловой разброс в пределах $\sim 1^\circ$ при диаметре стержня $2r = 5 \text{ мм}$. Этот разброс обусловлен конечной спектральной шириной лазерного света и кривизной пленки. Кривизна пленки приводит к очень короткой длине связи с выводной призмой и, следовательно, к угловому уширению выходного луча. Ширина зазора между призмой и пленкой может быть оптимизирована путем регулирования давления призмы на стержень.

В эксперименте на стеклянный стержень ($n_1 = 1,47$) наносилась полиуретановая пленка, активированная красителем родамином 6Ж ($8 \cdot 10^{-3} \text{ моль/л}$). Пленка имела показатель преломления $n_0 = 1,55$, толщину $0,8 \text{ мкм}$. В ней могли распространяться только основные волны H_1 и E_1 . Измерения выходной мощности как функции мощности накачки обнаружили четко выраженный порог. Пороговая мощность накачки составляла 15 кВт ($1,5 \text{ Мвт/см}^2$). Однако только малая часть света ($\sim 1 \text{ кВт}$), падающего на пленку, поглощалась в ней. Спектр излучения кольцевого лазера довольно широк и достигает 110 \AA с максимумом при $\lambda = 6200 \text{ \AA}$. В спектре обнаружены собственные частоты кольцевого лазерного резонатора, что является наиболее прямым доказательством наличия обратной связи. Межмодовое расстояние по шкале длин волн определяется в случае кольцевого лазера следующим соотношением:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi r n_{\text{гр}}},$$

где $2r$ — диаметр стержня, $n_{\text{гр}} = c/v_{\text{гр}}$, $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость волны в пленке. В эксперименте наблюдалось межмодовое расстояние $\Delta\lambda \approx 0,553 \text{ \AA}$ в случае кольцевого лазера на стержне диаметром $2r = 1,397 \text{ мм}$. Это значение хорошо согласуется с теоретической величиной, полученной для продольных мод кольцевого пленочного лазера с $n_{\text{гр}} = 1,583$ и $h = 0,8 \text{ мкм}$. Аналогичные измерения были проведены для лазера на стержне диаметром $2r = 1,05 \text{ мм}$.

Как уже отмечалось ранее, на выходе кольцевого лазера наблюдаются два луча. Если на пути одного из них поместить линзу и зеркало, возвращающие отраженный луч снова в пленку, то можно получить однонаправленный кольцевой лазер. Экспериментально однонаправленный пленочный лазер был осуществлен в работе ⁶⁸. Максимальное отношение мощностей двух выходных лучей достигало 17. Замена зеркала дифракционной решеткой позволяла смещением линзы перестраивать в небольших пределах центр полосы излучения такого генератора. Следует отметить, что кольцевой пленочный лазер может быть достаточно просто сопряжен с плоской пленкой на подложке и использован для ввода излучения в пленку.

В качестве тонкопленочных активных элементов могут быть использованы электролюминесцентный и полупроводниковый лазеры. Сообщение о первых попытках создания электролюминесцентного лазера появилось в работе ⁶⁹. В ней наблюдалось сужение линии люминесценции и заметное повышение направленности излучения в высокоомном ($\rho \sim 10^8 - 10^{10} \text{ ом/см}$) полупроводнике ZnS, легированном марганцем. «Пороговые» значения напряженности электрического поля и плотности тока через

образец достигали $E \sim 1,4 \cdot 10^6$ в/см и $j \sim 10^{-2}$ а/см² соответственно. Коэффициент усиления в максимуме полосы люминесценции $\lambda_{\max} = 5900 \text{ \AA}$ оказался равным $(1-5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Механизмом создания инверсной населенности в ZnSMn является ударное возбуждение ионов Mn^{2+} , о чем свидетельствуют, по мнению авторов, спектр излучения, типичный для перехода ${}^4T_1 ({}^4G) \rightarrow A^6 ({}^6S)$ в ионе Mn^{2+} , малая плотность порогового тока, отсутствие разогрева образца и высокая величина внутреннего квантового выхода генерации.

Предложение об использовании полупроводникового лазера для возбуждения тонкопленочных волноводов содержится в работе ⁷⁰. Идея предлагаемого метода аналогична той, которая изложена выше — при обсуждении усилителя с активной средой, прилегающей к пленке ⁶⁵. Отличие лишь в том, что здесь для накачки применяется полупроводниковый лазерный диод.

В работе ⁷¹ изучены возможности использования полупроводникового лазера с двойной гетероструктурой в качестве интенсивного лазерного источника, непосредственно связанного с волноводной пленкой. Авторы считают, что такой полупроводниковый лазер сможет излучать мощность порядка 50 мвт в основную волновую моду.

Применение электролюминесцентных и полупроводниковых лазеров в интегральных оптических схемах представляется перспективным ввиду их малых размеров, больших значений к.п.д. и других преимуществ перед лазерами иного типа.

Физический институт им. П. Н. Лебедева

АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Дерюгин, А. Н. Марчук, В. Е. Сотин, Изв. вузов (Радиоэлектроника) **10**, 134 (1967).
2. В. И. Аникин, Л. Н. Дерюгин, А. Н. Марчук, А. Н. Осовицкий, А. Т. Реутов, В. Е. Сотин, Сопровождение по теории и применению диэлектрических волноводов в технике СВЧ и оптического диапазонов. Тезисы докладов, М., МЭИ, 1968.
3. А. Н. Марчук, В. Е. Сотин, Труды Университета дружбы народов им. П. Лумумбы, вып. 23, 130 (1967).
4. R. Schubert, J. H. Harris, IEEE Trans. MTT-16, 1048 (1968).
5. S. E. Miller, Bell Syst. Tech. J. **48**, 2059 (1969).
6. P. K. Tien, R. Ulrich, J. Opt. Soc. Am. **60**, 1325 (1970).
7. J. E. Goell, R. D. Standley, Proc. IEEE **58**, 1504 (1970) (см. перевод: ТИИЭР **58**(10), 109 (1970)).
8. P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin, Appl. Phys. Lett. **14**, 291 (1969).
9. А. С. Беланов, Г. И. Ежов, В. В. Черныш, сборник «Радиоэлектроника оптического диапазона» (Труды ВЗМИ), М., 1970, стр. 3.
10. А. С. Беланов, Г. И. Ежов, *ibid.*, стр. 18.
11. P. K. Tien, Appl. Opt. **10**, 2395 (1971).
12. В. Ф. Взятыйшев, Г. Д. Рожков, А. Н. Меркурьев, Заруб. радиоэлектроника, № 12, 60 (1970).
13. В. И. Аникин, *ibid.*, № 7, 111 (1971).
14. J. Goell, K. Standley, T. Li, Electronics **43** (18), 66 (1970) (см. перевод: Электроника **43**(18), 8 (1970)); S. E. Miller, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 199 (1972).
15. R. V. Pole, S. E. Miller, J. H. Harris, P. K. Tien, Appl. Opt. **11**, 1675 (1972).
16. D. Marcuse, Bell Syst. Tech. J. **48**, 3187 (1969).
17. D. Marcuse, *ibid.* **49**, 273 (1970).
18. J. M. Hammer, Appl. Phys. Lett. **18**, 147 (1971).
19. D. P. Russo, J. H. Harris, Appl. Opt. **10**, 2786 (1971).
20. R. Ulrich, R. J. Martin, *ibid.*, p. 2077.
21. R. Schubert, J. H. Harris, J. Opt. Soc. Am. **61**, 154 (1971).
22. Л. Н. Дерюгин, А. Н. Марчук, В. Е. Сотин, Изв. вузов (Радиоэлектроника) **13**, 309 (1970).

23. Л. Н. Дерюгин, А. Н. Марчук, В. Е. Сотин, *ibid.*, стр. 974.
24. J. H. Harris, R. Shubert, J. N. Polky, *J. Opt. Soc. Am.* **60**, 1007 (1970).
25. R. Ulrich, *ibid.*, стр. 1337.
26. J. E. Midwinter, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-6**, 583 (1970).
27. F. Zernike, J. E. Midwinter, *ibid.*, стр. 577.
28. В. И. Анникин, Л. Н. Дерюгин, В. Е. Сотин, *Изв. вузов (Радиоэлектроника)* **14**, 371 (1971); J. E. Midwinter, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-7**, 345 (1971).
29. В. Е. Сотин, Канд. диссертация (Москва, 1969).
30. J. H. Harris, R. Shubert, *IEEE Trans.* **MTT-19**, 269 (1971).
31. R. Ulrich, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1467 (1971).
32. P. K. Tien, R. J. Martin, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 398 (1971).
33. M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich, B. A. Scott, *ibid.* **16**, 523 (1970).
34. H. Kogelnik, T. P. Sosnovski, *Bell Syst. Tech. J.* **49**, 1602 (1970).
35. D. B. Ostrovsky, A. Jacques, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 556 (1971).
36. H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2909 (1969).
37. T. Shankoff, *Appl. Opt.* **7**, 2101 (1968).
38. L. H. Lin, *ibid.* **8**, 963 (1969).
39. F. S. Chen, J. T. La Macchia, D. B. Fraser, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 223 (1968).
40. D. H. Close, A. D. Jacobson, J. D. Margerum, R. G. Brault, F. J. McClung, *ibid.* **14**, 159 (1969).
41. R. G. Brandes, E. E. Francois, T. A. Shankoff, *Appl. Opt.* **8**, 2346 (1969).
42. D. Marcuse, *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 3233 (1969).
43. D. H. Hensler, J. D. Cuthbert, R. J. Martin, P. K. Tien, *Appl. Opt.* **10**, 1037 (1971).
44. J. E. Goell, R. D. Standlee, *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 3445 (1969).
45. J. H. Harris, D. R. Gia Russo, R. Shubert, *Proc. IEEE* **59**, 1123 (1971) (см. перевод: ТИИЭР **59**(7), 90 (1971)).
46. P. K. Tien, G. Smolinsky, R. J. Martin, *Appl. Opt.* **11**, 637 (1972).
47. В. Ф. Марченко, *Опт. и спектр.* **21**, 592 (1966); **22**, 946 (1967).
48. Y. Suematsu, *Japan J. Appl. Phys.* **9**, 798 (1970).
49. R. A. Andrews, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-7**, 523 (1971).
50. В. Ф. Марченко, В. К. Сотин, *Тезисы докладов IV симпозиума по нелинейной оптике* (Киев, 1968), М., Изд-во МГУ, 1968.
51. P. K. Tien, R. Ulrich, R. J. Martin, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 447 (1970).
52. D. B. Anderson, J. T. Boyd, *ibid.* **19**, 266 (1971); D. B. Anderson, J. D. McMullen, *Digest of Techn. Papers. Intern. Microwave Symposium, Dallas, 1969*, p. 212.
53. W. S. Chang, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-7**, 167 (1971).
54. L. Kuhn, M. L. Dacs, P. F. Heidrich, B. A. Scott, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 265 (1970).
55. L. Kuhn, P. F. Heidrich, E. G. Lean, *ibid.* **19**, 428 (1971).
56. Sh. Wang, J. D. Crow, M. Shah, *ibid.*, p. 187.
57. Sh. Wang, M. Shah, J. Crow, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-8**, 212 (1972).
58. Sh. Wang, M. Shah, J. Crow, *J. Appl. Phys.* **43**, 1861 (1972).
59. С. А. Раскутин, *Радиотехн. и электрон.* **15**, 2527 (1970).
60. M. S. Chang, P. Burlamacchi, C. Hu, J. R. Whinnery, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 313 (1972).
61. R. Ulrich, H. P. Weber, *Appl. Opt.* **11**, 428 (1972).
62. H. Kogelnik, C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 152 (1971).
63. H. P. Weber, R. Ulrich, *ibid.*, p. 38.
64. *Digest of Technical Papers. Meeting on Integrated Optics, Las Vegas, 1972.*
65. E. P. Ippen, C. V. Shank, *ibid.*, ThA1-1.
66. H. Yajima, S. Kawase, Y. Sekimoto, *ibid.*, ThA9-1.
67. J. E. Bjorkholm, C. V. Shank, *ibid.*, ThA1-1.
68. R. Ulrich, H. P. Weber, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 38 (1972).
69. Н. А. Власенко, Ж. А. Пухлый, *Письма ЖЭТФ* **14**, 449 (1971).
70. D. Z. Keune, N. Holonyak, R. D. Burnham, P. D. Dapkus, R. D. Dupuis, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 18 (1970).
71. J. Umada, R. Ito, T. Tsukada, H. Nakajima, O. Nakada, *сборник, дит. в* ⁶⁴, ThA7-1.
72. F. Varsanyi, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 169 (1971).
73. R. Ulrich, H. P. Weber, E. A. Chandross, W. J. Tomlison, E. A. Franke, *ibid.* **20**, 213 (1972).
74. A. Yariv, R. C. Leite, *ibid.* **2**, 55 (1963).

75. O. S. Heavens, *Optical Properties of Thin Solid Films*, L., Butterworth Sci. Publ., 1955.
 76. D. F. Nelson, F. K. Reinhart, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 148 (1964).
 77. J. Hagashi, M. B. Ponish, F. K. Reinhart, *J. Appl. Phys.* **42**, 1929 (1971).
 78. E. Germaire, H. Stoll, A. Yariv, R. G. Hunsperger, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 87 (1972).
 79. E. R. Schineller, R. Flam, N. Wilmot, *J. Opt. Soc. Am.* **58**, 1171 (1968).
 80. H. F. Taylor, W. E. Martin, D. B. Hall, V. N. Smiley, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 95 (1972).
 81. H. W. Weber, R. Ulrich, E. A. Chandross, W. J. Tomlinson, *ibid.* **20**, 143.
 82. J. E. Goell, сборник, цит. в ⁶⁴, МВ8-1.
 83. D. J. Channin, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 128 (1971).
 84. Л. А. Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, М., «Сов. радио», 1957.
 85. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, М., «Наука», 1970.
 86. M. Shah, J. Crow, Sh. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 66 (1972)
-