

02; 05; 11
© 1992 г.ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР С УЧАСТИЕМ
ВОЛНОВОДНЫХ МОД ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА
ПОВЕРХНОСТЬ ВОЛНОВОДА

П. В. Базакуца, В. Л. Масленников, В. А. Сычугов, В. А. Яковлев

Исследованы периодические структуры на поверхности диффузионного волновода в стекле при возбуждении его в торец импульсным излучением неодимового лазера. Получены подобные структуры, возникающие на истекающем волноводе (пленка нитроцеллюлозы на германии) при облучении сверху. Дано объяснение механизма формирования периодических структур и роли волноводных мод в этом процессе.

Интенсивное исследование поверхностных периодических структур (ППС), возникающих при воздействии лазерного излучения на поверхность конденсированных сред [1–6], привело к качественному пониманию физики этого явления как результата своеобразного процесса вынужденного рассеяния воздействующего излучения неоднородностями поверхности конденсированной среды. При этом возникающий микрорельеф поверхности является результатом теплового или фотохимического воздействия на поверхность падающего излучения и волны, рассеяной поверхностью. Рост же микрорельефа приводит к увеличению интенсивности рассеяной волны, а значит, увеличению контраста интерференционной картины интерферирующих волн. Таким образом возникает положительная обратная связь между глубиной рельефа и интенсивностью рассеянной волны. ППС возникают на первоначально гладкой поверхности под действием когерентного линейно поляризованного излучения, исходными затравочными неоднородностями являются шероховатости поверхности, всегда присутствующие после полировки, или же неоднородности оптической плотности поверхностного слоя, связанные с предысторией образца. В этих исходных неоднородностях присутствуют бесконечный спектр гармоник различного периода и ориентации, однако из всех “гармоник” и вырастают в ППС те из них, для которых инкремент нарастания оказывается наибольшим.

Для оценки воздействия излучения на исходный рельеф рассчитывают амплитуды волн, дифрагированных на этой синусоидальной решетке. При этом оказывается, что если исходный рельеф границы конденсированной среды

$$z = \delta \cdot \sin(K \cdot y), \quad (1)$$

где δ — амплитуда гофра, $K = 2\pi/\Lambda$ — модуль вектора решетки периода Λ , то распределение интенсивности излучения по поверхности (1) имеет вид

$$EE^* = F_0 + F_1 \sin(K \cdot y) + F_2 \cos(K \cdot y). \quad (2)$$

В формуле (2) член F_0 определяет средний нагрев поверхности, член $F_1 \sin(K \cdot y)$, находящийся в фазе или противофазе с исходным рельефом в зависимости от знака F_1 , определяет характер воздействия излучения на глубину гофра, член $F_2 \cos(K \cdot y)$ смещен на $\pi/2$ относительно исходного рельефа и приводит к изменению его фазы — “движению” гофра вдоль поверхности.

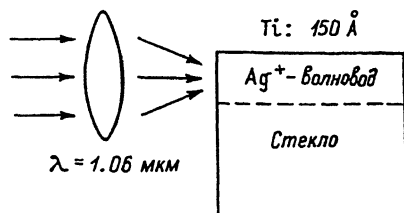


Рис. 1. Зависимость разности энерговыделения во впадине и на вершине гофра от нормированного вектора решетки $K/k = \lambda/\Lambda$.

энерговыделения во впадинах и на вершинах гофра,

$$\Delta Q = -2F_1/(k \cdot \delta), \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны воздействующего излучения, $\Delta Q(\lambda/\Lambda)$ — функция нормированного аргумента Λ .

Точкам экстремума зависимости $\Delta Q(\lambda/\Lambda)$ соответствуют такие решетки, которые при наличии соответствующего теплофизического механизма воздействия излучения на материал могут эффективно углубляться, причем углубляться могут решетки, соответствующие либо положительным максимумам, либо отрицательным минимумам функции $\Delta Q(\lambda/\Lambda)$. Характерная кривая $\Delta Q(\lambda/\Lambda)$ для однодого волновода показана на рис. 1. Расчеты показывают [7], что экстремумы в зависимости $\Delta Q(\lambda/\Lambda)$, а значит, и формирование ППС связаны со значительным изменением фазы одной из дифрагированных волн при изменении Λ в окрестности экстремума, которое создает условия для необходимой подстройки фазы гофра. Этим свойством обладают решетки, которые создают дифрагированную волну, идущую в конденсированной среде под углом полного внутреннего отражения [7]. Большой скачок фазы рассеянной волны происходит также в случае, когда она возбуждает собственную волну поверхности. В случае материалов с $\text{Re } \epsilon < -1$ (ϵ — диэлектрическая проницаемость конденсированной среды) [2, 3] ею может быть поверхностная электромагнитная волна. Собственной волной поверхности может быть и волноводная мода диэлектрического волновода, образованного на поверхности материала, покрытого слоем определенной толщины с повышенным показателем преломления.

В ряде работ [8, 9] исследованы периодические поверхностные структуры, возникающие при облучении материалов, на поверхности которых существует слой с повышенным показателем преломления, являющийся волноводом. Обнаружено, что в этой ситуации развиваются ППС, соответствующие возбуждению собственных волн волновода, в том числе и истекающих мод. Если же толщина волноводного слоя слишком мала для существования моды, то образуются только решетки, обеспечивающие дифракцию воздействующего излучения под углом, близким к углу полного внутреннего отражения в подложке.

В настоящей работе исследованы периодические структуры, возникающие на поверхности диэлектрического волновода при возбуждении его мощным лазерным излучением через полированный торец. Здесь в качестве воздействующего выступает излучение, распространяющееся по волноводу, т. е. волноводные моды.

В эксперименте использовались Ag^+ -диффузные волноводы в стекле с градиентным профилем показателя преломления. Волноводы изготавливались путем проведения термодиффузии из 2%-го расплава $\text{AgNO}_3 : \text{NaNO}_3$ в подложке из натриевого стекла при температуре 320°C в течение 65 мин и последующего отжига на воздухе при $T = 250^\circ \text{C}$ в течение 65 мин. После таких операций получался 13 модовый волновод с профилем показателя преломления, близким к параболическому.

Для регистрации картины интерференции на поверхность волновода аналогично [10] наносилась тонкая (150 \AA) индикаторная пленка титана, на которой ППС фиксируются за счет неоднородного окисления.

Импульсное излучение Nd:YAG лазера с длиной волны $\lambda = 1.0 \text{ мкм}$, длительностью импульса $\tau = 20 \text{ нс}$ и энергией в импульсе $P = 0.5 \text{ мДж}$ фокуси-

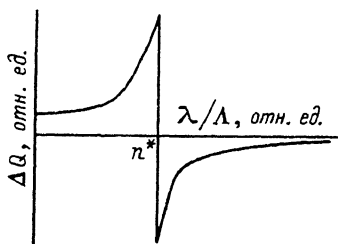


Рис. 2. Возбуждение волновода в торец.

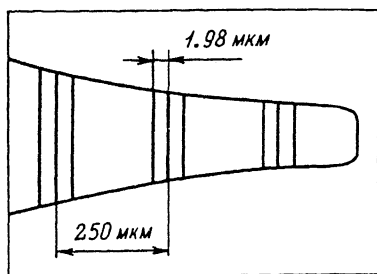


Рис. 3. Периодические структуры на поверхности волновода.

ровалось цилиндрической линзой ($F = 5$ мм) в полированный торец волновода (рис. 2).

Через 20 импульсов на поверхности волновода формировались ППС, причем неизменная картина структур оставалась в процессе облучения очень долго. Как видно из рис. 3, формирующиеся ППС имеют штрихи, параллельные полированному торцу волновода, представляют собой суперпозицию двух решеток: мелкая решетка с периодом $\Lambda_1 = 1.98$ мкм, штрихи которой расположены внутри полос крупной решетки $\Lambda = 250$ мкм. При наблюдении полученных ППС в дифракции на He — Cd лазере ($\lambda = 0.44$ мкм) были обнаружены решетки с $\Lambda = 0.4$ мкм.

Рассмотрим диаграмму волновых векторов на рис. 4, где $k_0 = n^* \cdot k$ — волновой вектор волноводной моды воздействующего излучения; $K_1, K_2, K_{pq}^+, K_{pq}^-$ — вектора решеток, образующихся под действием света на поверхности волновода. Мы указывали, что при взаимодействии излучения с поверхностью образуются такие решетки, которые дают дифракцию излучения либо под углом ПВО, либо под углом распространения моды внутри волновода. Так как в данном нашем случае в роли мощного воздействия излучения выступают все моды диффузионного волновода (так как возбуждение волновода осуществляется короткофокусной линзой), то образуются решетки, осуществляющие связь между различными модами волновода, а также направляющие излучение под углом ПВО в подложку. Из диаграммы видно, что решетки K_1 и K_2 порождают волны с k_1 и k_2 , идущие под углом ПВО вперед и назад по отношению к направлению воздействующего излучения. Следует отметить, что в действительности решетки K_1 и K_2 имеют разброс по периодам ($\Lambda_1 = 1.98 \pm 0.02$ мкм и $\Lambda_2 \approx 0.4$ мкм), потому что во взаимодействии участвует каждая из 13 мод, а

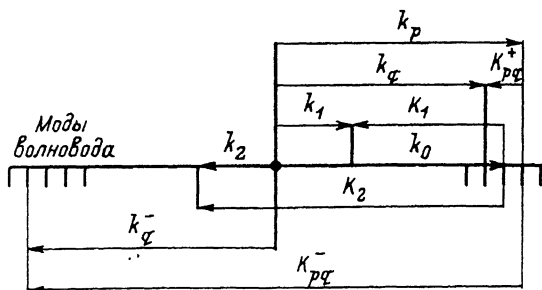


Рис. 4. Векторная диаграмма формирования решеток.

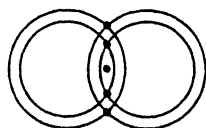


Рис. 5. Дифракционная картина от ППС на поверхности двухмодового волновода.

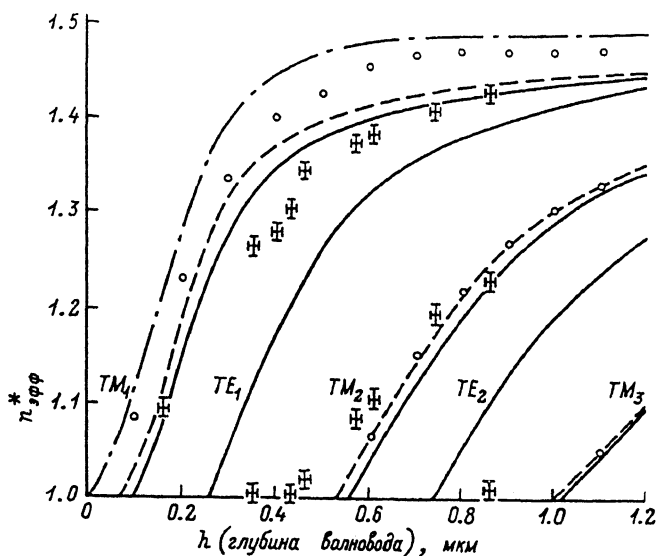


Рис. 6. Дисперсионные кривые истекающего волновода воздух—лак—германий для различных значений поглощений k .

TE -моды не зависят от k ; TM -моды: $k = 0.1$ (сплошная линия), 1 (штриховая линия), 5 (штрихпунктир); крестики — экспериментальные значения, кружки — вычисленные для случая ϵ -модуляции поверхности германия.

k_0 — усредненный волновой вектор моды. Также возможно формирование решеток K_{pq}^+ , переизлучающих p -моду, распространяющуюся вперед в q -моду, распространяющуюся также вперед, и решеток K_{pq}^- , которые переизлучают моды распространяющиеся в разных направлениях. Однако из всех решеток с K_{pq}^+ записываются только решетки, связывающие соседние моды ($p = q \pm 1$), так как их образование предпочтительнее из-за эквидистантности мод в волноводе с параболическим распределением показателя преломления, в котором $n_{i+1}^* = n_i^* - \Delta n^*$ и, следовательно, все $K_{pq}^+ = K_3$ ($\Lambda = 250$ мкм) при $p = q \pm 1$. Аналогичный процесс образования решеток K_{pq}^- возможен ($\Lambda \approx 3$ мкм), однако обнаружить экспериментально такие решетки не удалось, по-видимому, ввиду малости их периода. Полученные из эксперимента значения эффективных показателей преломления мод волновода в диапазоне $n^* = 1.51—1.56$ с расстоянием между модами $\Delta n_{sur}^* = 0.04$ хорошо согласуются с параметрами таких волноводов. Таким образом, эксперимент показал возможность образования ППС на поверхности конденсированной среды при обстреле изнутри даже при скользких углах, хотя эффективность формирования ППС при таких углах стремится к нулю [11]. Наличие волновода, а вместе с ним концентрация излучения у поверхности создает условия для формирования решеток.

В другом случае слоистая среда была иного рода. На германиевую подложку ($n = 4.0$) наносились пленки цапон-лака ($n = 1.49$) различной толщины (0.15—0.85 мкм). Такие пленки являются волноводными, с истеканием (в случае, когда волна не испытывает полного внутреннего отражения на одной из границ). Эти пленки обстреливались импульсным излучением Nd:YAG лазера ($\lambda = 1.06$ мкм, $\tau = 20$ нс, $P = 20—200$ мДж/см²) TM -поляризации под углом 60° . Число импульсов варьировалось от 100 до 500.

Было обнаружено образование ППС на границе раздела германий—цапон-лак. При малой плотности облучения и малом числе импульсов структуры

образовывались на лаке со стороны германия, что подтверждалось отсутствие дифракции на них излучения He — Ne лазера (0.63 мкм) в случае напыления сверху тонкого отражающего металлического слоя, а также после смывания нитроцеллюлозной пленки. При большей плотности обучения подобные структуры воспроизводилсь и на поверхности германия.

Анализ ППС мы проводили по дифракционной картине, возникающей при дифракции изучения He — Ne лазера (0.63 мкм) на исследуемых периодических структурах. Характерная диаграмма рассеяния, полученная на двухмодовом волноводе, представлена на рис. 5. Точки пересечения одноименных окружностей соответствуют продольным решеткам с периодом Λ , из величины которого можно судить о вкладе определенной рассеянной вдоль поверхности волны в формирование данной решетки. Из формулы

$$\Lambda = \lambda / \sqrt{n^{*2} - \sin^2 \theta}, \quad (4)$$

где Λ — период продольной решетки, $\lambda = 1.06$ мкм, $\theta = 60^\circ$ — угол падения, можно было получить n^* — эффективный показатель преломления рассеянной вдоль поверхности волны, участвующей в образовании ППС.

Для волноводной моды $n^* = n \cdot \sin \varphi$, где n — показатель преломления волноводного слоя, φ — угол между направлением распространения моды внутри волноводного слоя и нормалью к его поверхности. Значения n^* , рассчитанные по формуле (4) из значений периодов ППС, полученных в эксперименте на пленках различной толщины, представлены на рис. 6 крестиками. Для нахождения возможных значений n^* в зависимости от толщины пленки мы решили задачу по нахождению собственных решений для электромагнитной волны для трехслойной структуры воздух—пленка—германий с учетом поглощения в германии.

Как известно [12], для трех изотропных сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1, ϵ_0 (пленка толщиной l), ϵ_2 уравнение дисперсии имеет вид

$$(\beta_1 + \beta_2)(\beta_2 + \beta_3) + (\beta_1 - \beta_2)(\beta_2 - \beta_3) \exp(-2k_0 l) = 0, \quad (5)$$

где

$$k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{n^{*2} - \epsilon_i}, \quad \beta_i = \begin{cases} k_i, & TE\text{-моды}, \\ k_i/\epsilon_i, & TM\text{-моды}. \end{cases}$$

При наличии потерь на поглощение (комплексная диэлектрическая проницаемость) или на излучение уравнение дисперсии становится комплексным. Для решения комплексного уравнения дисперсии использовался метод Мюллера [13] (метод секущих с параболической интерполяцией). Для выбора начального приближения n^* из набора различных значений $\text{Re } n^*$ и $\text{Im } n^*$ вычислялось значение левой части уравнения дисперсии. Затем выбиралась точка, в которой абсолютное значение левой части уравнения минимально, и определялись параметры параболы, проходящей через эту и две близкие к ней точки. После чего вычислялся корень полученного квадратного уравнения и строилась новая парабола, проходящая через найденную точку и две, использованные ранее. Расчет заканчивался, либо когда левая часть уравнения дисперсии становилась достаточно малой, либо когда достаточно малым становилось расстояние между результатами двух последовательных приближений. Результаты численного счета по нахождению эффективных показателей преломления TE - и TM -мод для различных толщин волновода и различных коэффициентов поглощения подложки представлен на рис. 6.

Для TE -мод истекающего волновода без поглощения (коэффициент поглощения $k = 0$) дисперсионное уравнение имеет весьма простой вид [14]

$$kh \cdot \sqrt{\epsilon_0 - n^{*2}} = \pi \cdot (m - 1/2) + \text{arctg} \sqrt{(n^{*2} - \epsilon_2) / (\epsilon_0^2 - n^{*2})}, \quad (6)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, h — толщина волновода, m — номер моды, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость пленки, $\epsilon_2 = 1$ — воздуха.

Дисперсионные кривые, полученные из уравнения (6), представлены на рис. 6. Как видно из этого рисунка, они совпали с кривыми TE -мод, полученными из уравнения (5) при варьировании k в диапазоне 0.1—5.0 с точностью до ширины линии. Отмеченное совпадение обусловлено постоянством фазы отраженной TE -волны на границе с подложкой при изменении коэффициента поглощения ее. Положение кривых для TM -мод, наоборот, сильно зависит от величины k . Кривые с большим k располагаются выше, чем кривые с меньшим k . Эта зависимость более всего проявляется для первой TM -моды. Причем при $k > 4.12$ ($Re < -1$) первая TM -мода переходит в поверхностную электромагнитную волну.

Как показали измерения оптических параметров нитроцеллюлозы, на длине волны излучения лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) поглощение в ней пренебрежимо мало по сравнению с поглощением в германии. Поэтому при теоретическом анализе экспериментальных результатов полагалось, что излучение в основном поглощается поверхностью германия. При нагреве у германия происходит значительное изменение показателей преломления и поглощения [5]. Поэтому любая неоднородность нагрева поверхности приводит к усилению соответствующей неоднородности оптической плотности материала, которая в свою очередь увеличивает неоднородность вдоль поверхности плотности поглощаемой германием мощности. Таким образом, развиваясь своеобразный процесс вынужденного рассеяния света поверхностью, состоящий в совместном развитии взаимоусиливающихся процессов неоднородного нагрева поверхности и развития поверхностной неоднородности диэлектрической проницаемости ϵ германия. Неоднородный нагрев германия за счет теплопроводности естественным образом приводит к соответствующему неоднородному нагреву нитроцеллюлозной пленки, следствием чего является образование пор, разложение или сублимация пленки в максимумах энерговыделения. Таким образом, самоусиление решетки диэлектрической проницаемости приводит к появлению остаточного рельефа на поверхности пленки, который сохраняется и после воздействия лазерного импульса.

Была решена электродинамическая задача о дифракции света на периодической модуляции диэлектрической проницаемости поверхности аналогично тому, как это было сделано в [16], но при наличии на поверхности германия пленки слабопоглощающего материала. Задача решалась в приближении малого диэлектрической проницаемости германия и малой амплитуды дифракционных волн. С использованием полученных амплитуд дифракционных порядков вычислялась величина ΔQ разности энерговыделения в точках, соответствующих максимумам и минимумам значений диэлектрической проницаемости поверхности. величиной ΔQ определяется эффективность воздействия излучения на исходную неоднородность диэлектрической проницаемости, поэтому те гармоники неоднородности диэлектрической проницаемости, для которых ΔQ имеет наибольшие значения, будут усиливаться, приводя впоследствии к формированию соответствующих ППС.

Нами для разных значений толщины пленки на германиевой подложке ($n = 4.0$, $k = 0.1$) были рассчитаны зависимости $\Delta Q(\lambda/\Lambda)$ (Λ — период модуляции ϵ) и определены значения Λ_{\max} , для которых эта функция достигает максимумов. В расчетах принималось, что угол падения света TM -поляризации составлял 60%. По формуле (4) (для периода продольных решеток) были определены n^* волн, участвовавших в формировании данных решеток. Их значения нанесены на рис. 6. Сопоставление полученных из электродинамической модели точек (кружки) с дисперсионными кривыми для TM -излучения, рассчитанными из уравнения (5), обнаруживает их хорошее совпадение. Незначительное расхождение их объясняется плавным характером экстремумов $\Delta Q(\lambda/\lambda)$. Экспериментально полученные величины n^* (крестики) для различных значений толщины волноводного слоя, представленные на рис. 6, показывают, что, по крайней мере при толщине пленки $h > 0.15$ мкм участие TM -мод истекающего волновода в образовании ППС наиболее вероятно. Отклонение экспериментальных точек от дисперсионных кривых может быть объяснено тем, что в процессе облучения нитроцеллюлозная пленка могла утоньшаться и структуры образовывались на уже утонченной волноводе. Наличие в экспериментах ППС с периодами, соответствующими $n^* = 1$ в области толщин $h = 0.3—0.6$ мкм, может объясняться

образованием ППС просто на чистой поверхности германия после удаления пленки лака лазерным излучением.

Таким образом, использование поглощающих подложек, покрытых прозрачными для воздействующего излучения пленками, открывает новые возможности в исследовании волноводных свойств этих пленок путем формирования ППС на границе раздела пленка—поглощающая подложка и, в частности, позволяет продемонстрировать существование *TM*-волн в волноводах с модами утечки.

Список литературы

- [1] *Young J. F., Preston J. S., van Driel H. M., Sipe J. E.* // *Phys. Rev. B.* 1983. Vol. 27. P. 1155—1172.
- [2] *Прохоров А. М., Сычугов В. А., Тищенко А. В., Хакимов А. А.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 23. С. 1409—1413.
- [3] *Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н.* // ОМП. 1988. № 12. С. 35—47.
- [4] *Емельянов В. И., Семиногов В. Н.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 5. С. 871—873.
- [5] *Базакуца П. В., Масленников В. Л., Прохоров А. М.* и др. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. С. 1447—1454.
- [6] *Авруцкий И. А., Базакуца П. В., Масленников В. Л.* и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1224—1228.
- [7] *Базакуца П. В., Сычугов В. А., Прохоров А. М.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 10. С. 2127—2128.
- [8] *Сычугов В. А., Тулайкова Т. В.* // Квантовая электрон. 1984. № 3. С. 437—438.
- [9] *Агеев Л. А., Блоха В. Б., Милославский В. К.* // УФЖ. 1985. Т. 30. № 4. С. 511—516.
- [10] *Авруцкий И. А., Буфетова Г. А., Свахин А. С., Сычугов В. А.* // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 4. С. 884—886.
- [11] *Голубенко Г. А., Масленников В. Л., Прохоров А. М.* и др. // Поверхность. 1985. № 7. С. 93—98.
- [12] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
- [13] *Muller D. E.* *Mathematical Tables Other Aids to Computation.* 1956. Vol. 10. P. 208.
- [14] *Ding T. N., Garmire E.* // *Appl. Opt.* 1983. Vol. 22. № 29. P. 3177—3181.
- [15] *Vina L., Logothetidis S., Caroda M.* // *Phys. Rev. B.* 1984. Vol. 30. P. 1979—1991.
- [16] *Авруцкий И. А., Базакуца П. В., Прохоров А. М.*, и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 18. С. 1089—1094.

Институт общей физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
9 апреля 1991 г.