

В. В. ВАСИЛЬЕВ, Т. В. ГУРТОВА, С. А. ДУЛИН,
В. Г. ПАНЬКИН, Л. Д. ПОКРОВСКИЙ
(Новосибирск)

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДИФРАКЦИОННОГО ВВОДА СВЕТА В 4-СЛОЙНУЮ ВОЛНОВОДНУЮ СИСТЕМУ

К настоящему времени значительное число работ по интегральной оптике посвящено дифракционному вводу электромагнитного излучения в тонкопленочные волноводы [1—7]. Простота, неизменность, удобство делают его во многих случаях наиболее предпочтительным из всех известных способов ввода.

С точки зрения практического применения большой интерес представляет максимизация эффективности ввода η для многослойных волноводных структур, в которых возможно осуществление сопряжения оптической и электронной интегральных схем. К таким системам относятся и волноводная система кремний — двуокись кремния — оксинитрид кремния — воздух [8, 9].

Данная работа посвящена расчету эффективности ввода света в 4-слойную волноводную систему с помощью дифракционной решетки, обобщению результатов для случая многослойных волноводных систем и сравнению с экспериментальными результатами.

Теория. При расчете предполагается, что все четыре среды прозрачные и показатели преломления удовлетворяют условию $n_4 \geq n_2 > n_3 \geq n_1$ (рис. 1). Специфика такой системы состоит в том, что она, строго говоря, не является волноводной, поскольку показатель преломления подложки n_4 больше показателя преломления волноводной пленки n_2 . В ней могут существовать только затухающие поверхностные волны. Затухание обусловлено утечкой электромагнитной энергии из волноводного слоя через буферный слой (среду 3) в результате оптического туннелирования [9]. Однако если толщина буферного слоя достаточно велика, то во многих случаях этим затуханием можно пренебречь. При этом поля волноводных мод считаются такими же, как и в 3-слойной системе ($n_1 - n_2 - n_3$).

Рассматривается двумерная задача ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$). В основу расчета эффективности ввода положен метод, описанный в работе [1]. Поля падающих на участок ввода электромагнитных волн, а также уходящих от него волн и волноводной моды представляются в виде (без учета временной зависимости)

$$E_0(x, z) = a_0(z) \mathcal{E}_0(x) \exp(i\beta_0 z) \text{ — поле волноводной моды;}$$

$$E_i(x, z) = a_i(z) \mathcal{E}_i(x) \exp(i\beta_i z) \text{ — поле падающей волны;}$$

$$E_j(x, z) = b_j(z) \mathcal{E}_j(x) \exp(i\beta_j z) \text{ — поле уходящей волны.}$$

Здесь $\beta_0, \beta_i, \beta_j$ — константы распространения; $a_0(z), a_i(z), b_j(z)$ — слабоизменяющиеся амплитуды.

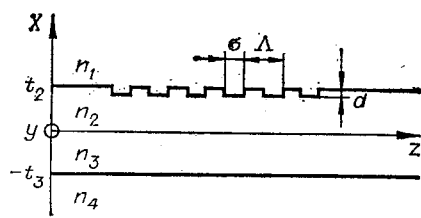


Рис. 1. Четырехслойная волноводная система с дифракционной решеткой:

n_1, n_2, n_3, n_4 — показатели преломления сред; t_2, t_3 — толщины волноводного и буферного слоев, Λ — период решетки.

Амплитуды $\mathcal{E}_0(x)$, $\mathcal{E}_i(x)$, $\mathcal{E}_j(x)$ нормированы таким образом, чтобы поток энергии, переносимый волноводной модой, был равен $|a_0|^2$, а потоки энергии, падающие на единичный участок ввода и уходящие с него, равны $|a_l|^2$ и $|b_j|^2$. Индексом l обозначены величины, относящиеся к падающим волнам, а j — к уходящим волнам.

Если решетка связывает волноводную моду с M различными свободными волнами в полубесконечных средах 1 и 4, то при выполнении условия фазового синхронизма для падающих волн и волноводной моды ($\beta_0 = \beta_l + m2\pi/\Lambda$, Λ — период решетки, $m = \pm 1, 2, 3, \dots$ — порядок дифракции) амплитуды $a_0(z)$, $a_l(z)$, $b_j(z)$ в предположении слабой связи ($|\frac{da_l(z)}{dz}| \ll \beta_l |a_l(z)|$, $|\frac{db_j(z)}{dz}| \ll \beta_j |b_j(z)|$, $|\frac{da_0(z)}{dz}| \ll \beta_0 |a_0(z)|$) удовлетворяют системе уравнений [1]

$$\begin{aligned} \frac{da_0(z)}{dz} &= k_{00}a_0(z) + \sum_{l=1}^M k_{0l}a_l(z); \\ b_j &= k_{j0}a_0(z) + \sum_{l=1}^M k_{jl}a_l(z). \end{aligned} \quad (1)$$

Смысл коэффициентов k_{jl} ясен: если на решетку падает луч $a_l(z)$, то амплитуда дифрагированного луча есть $b_j = a_l k_{jl}$.

Количество лучей, уходящих при дифракции волноводной моды на решетке в подложку, определяется из условия $|\beta_0 + m\frac{2\pi}{\Lambda}| \leq n_4$, а в среде 1 — $|\beta_0 + 2m\pi/\Lambda| \leq n_1$. Ввод осуществляется, когда падающая волна распространяется противоположно направлению одного из этих лучей. Равенство $j = l$ означает, что падающая на решетку волна с амплитудой $a_l(z)$ распространяется противоположно уходящей волне $b_j(z)$.

Если ввод света недиссипативный, среды изотропны, профиль решетки описывается четной функцией и решетка однородна вдоль z , то для коэффициентов связи k_{jl} справедливы соотношения [1]

$$k_{0l} = k_{l0}; \quad k_{00} = -\frac{1}{2} \sum_{l=1}^M |k_{l0}|^2. \quad (2)$$

В практически важном случае, когда осуществляется ввод одной плоской волны ($a_l(z) = \text{const}$), из (1) при граничном условии $a_0(0) = 0$ получим

$$a_0(z) = a_l \frac{k_{0l}}{k_{00}} [\exp(k_{00}z) - 1].$$

Эффективность ввода есть отношение энергии, уносимой волноводной модой, к энергии пучка, падающего на участок ввода длиной z :

$$\eta(z) = \frac{|a_0(z)|^2}{|a_l|^2 z} = \frac{2|k_{0l}|^2}{\sum_{j=1}^M |k_{j0}|^2} \left[\frac{(\exp(k_{00}z) - 1)^2}{|k_{00}z|} \right].$$

Выражение в квадратных скобках имеет максимум, равный 0,407 при $k_{00}z = -1,25$. В этом случае

$$\eta_{\max} = \frac{0,814 |k_{0l}|^2}{\sum_{j=1}^M |k_{j0}|^2} = \frac{0,814}{1 + \sum_{l \neq j} \frac{|k_{j0}|^2}{|k_{l0}|^2}}, \quad (3)$$

а наиболее эффективная длина взаимодействия

$$L_{\text{эф}} = \frac{2,5}{\sum_{j=1}^M |k_{j0}|^2}. \quad (4)$$

Для увеличения эффективности ввода необходимо подбирать параметры волноводной системы и решетки таким образом, чтобы сделать минимальной сумму, стоящую в знаменателе (3). Варьируя период решетки, можно добиться минимального числа дифрагированных лучей, а варьируя параметры волноводной системы, — минимума отношения $|k_{j0}|^2/|k_{j0}|^2$. Для осуществления ввода света из среды 1 необходимо существование при выводе хотя бы одного дифрагированного луча, идущего в среду 1. Но при этом есть луч, уходящий в подложку, так как $n_1 < n_3, n_4$. Таким образом, минимально допустимое значение M для осуществления ввода из среды 1 равно двум. Обычно средой 1 является воздух. На практике ввод со стороны воздуха удобен и прост, а для систем с поглощающей подложкой единственно приемлем. В дальнейшем будет рассматриваться только ввод из среды 1.

Из выражений (3) и (4) видно, что для нахождения η и $L_{эф}$ достаточно определить все коэффициенты связи k_{j0} , т. е. решить задачу о выводе. Решение этой задачи проводится для мелкой решетки прямоугольного профиля, расположенной на границе между средами 1—2 или 2—3. Система с решеткой отличается от системы без решетки тем, что на участках решетки глубиной d и шириной σ (рис. 1) диэлектрическая проницаемость изменена на величину $\Delta n^2 = n_2^2 - n_{1,3}^2$.

Будем считать, что поле $\tilde{E}(x, z)$ в системе с мелкой решеткой изменяется незначительно по сравнению с полем без решетки $E(x, z)$, т. е. $\left| \frac{\tilde{E} - E}{E} \right| \ll 1$. Тогда в отмеченных участках решетки наведенная дополнительная поляризация будет равна $(1/4\pi)\Delta n^2(z)E(x, z)$. Эти участки можно рассматривать как источники дифрагированных волн. Поскольку решетка мелкая, поле излучения можно приближенно определить, заменив решетку излучающей плоскостью, расположенной на той же границе, где имеется решетка, задавая на этой плоскости скачок тангенциальной компоненты магнитного поля. Величина скачка

$$\Delta H_t(z) = ikd\Delta n^2(z)E(x_0, z),$$

где $x_0 = 0$, t_2 для решетки на границе между средами 1—2 и 2—3 соответственно. Так как $\Delta n^2(z)$ является периодической функцией z , то ее можно разложить в ряд Фурье:

$$\Delta n^2(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \alpha_m \exp(igmz), \quad (5)$$

где

$$\alpha_m = \frac{(n_2^2 - n_{1,3}^2)}{|m|\pi} \sin\left(m \frac{\pi\sigma}{\Lambda}\right); \quad g = \frac{2\pi}{\Lambda}.$$

Поле дифрагированных волн ищем в виде

$$E(x, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} E_m(x) \exp[i(\beta_0 + mg)z].$$

Здесь

$$E_m(x) = \begin{cases} C_{1m} \exp[ip_{1m}(x - t_2)], & x \geq t_2; \\ C_{2m} \exp(ip_{2m}x) + C'_{2m} \exp(-ip_{2m}x), & 0 \leq x \leq t_2; \\ C_{3m} \exp(ip_{3m}x) + C'_{3m} \exp(-ip_{3m}x), & t_3 \leq x \leq 0; \\ C_{4m} \exp[ip_{4m}(x + t_3)], & x < -t_3, \end{cases}$$

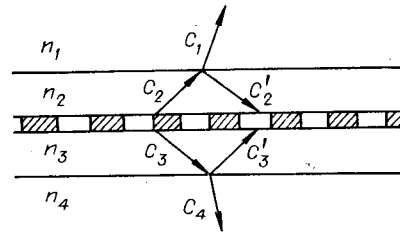


Рис. 2. Распространение дифрагированного луча в 4-слойной волноводной системе с мелкой решеткой.

где $p_{qm} = \sqrt{k^2 n_q^2 - (\beta_0 + mg)^2}$, $q = 1, 2, 3, 4 \dots$ — номера сред, k — волновое число в вакууме.

При выполнении условия $k^2 n_1^2 - (\beta_0 + mg)^2 < 0$ знак корня для p_{1m} положительный, а при $k^2 n_4^2 - (\beta_0 + mg)^2 < 0$ знак корня для p_{4m} отрицательный.

При записи граничных условий при $x = 0, t_2, -t_3$ для каждой гармонике $E_m(x)$ с учетом скачка ΔH_t находятся амплитуды волн, уходящих в среду 1 (C_{1m}) и подложку (C_{4m}), а также потоки энергии, переносимые этими волнами в направлении x . Если поле волноводной моды нормировано на единичный поток энергии, то для коэффициентов связи k_{j0} имеем

$$|k_{m0}|^2 = \frac{cp_{1m}}{4\pi k} |C_{1m}|^2;$$

$$|k'_{m0}|^2 = \frac{cp_{4m}}{4\pi k} |C_{4m}|^2,$$

где k_{m0} и k'_{m0} соответствуют лучам одного и того же дифракционного порядка, уходящим в среды 1 и 4.

В дальнейшем рассматривается только случай, когда при выводе есть всего два дифрагированных луча, один из которых уходит в среду 1, а другой — в подложку. Для этого случая сумма, стоящая в знаменателе (3), содержит только одно слагаемое, которое имеет следующий вид (индекс $m = 1$ при p_{qm} для краткости опущен):

1. Решетка на границе волновод — среда 1:

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TE}^2} = \frac{p_2^2 p_3^2 p_4}{p_1 \left[p_3^2 (p_3 \sin p_3 t_3 \sin p_2 t_2 + p_2 \cos p_3 t_3 \cos p_2 t_2)^2 + p_4^2 (p_3 \cos p_3 t_3 \sin p_2 t_2 + p_2 \cos p_2 t_2 \sin p_3 t_3)^2 \right]}; \quad (6)$$

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TM}^2} = \frac{p_4 p_1 n_4^2}{p_2^2 n_4^2 n_1^2 \left[\frac{p_4^2}{n_4^4} \left(\frac{n_2^2}{p_2} \cos p_2 t_2 \cos p_3 t_3 + \frac{n_3^2}{p_3} \sin p_3 t_3 \sin p_2 t_2 \right)^2 + \frac{p_3^2}{n_3^4} \left(\frac{n_2^2}{p_2} \cos p_2 t_2 \sin p_3 t_3 + \frac{n_3^2}{p_3} \sin p_2 t_2 \cos p_3 t_3 \right)^2 \right]}. \quad (7)$$

2. Решетка на границе волновод — буферный слой (среда 3):

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TE}^2} = \frac{p_4 p_3^2 (p_2^2 \cos^2 p_2 t_2 + p_1^2 \sin^2 p_2 t_2)}{p_1 p_2^2 (p_3^2 \cos^2 p_3 t_3 + p_4^2 \sin^2 p_3 t_3)}; \quad (8)$$

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TM}^2} = \frac{p_1 p_2^2 n_3^4 n_4^2 \left(\frac{n_4^2}{p_2^2} \cos^2 p_2 t_2 + \frac{n_1^4}{p_1^2} \sin^2 p_2 t_2 \right)}{p_3^2 p_4 n_1^2 n_2^4 \left(\frac{n_3^4}{p_3^2} \cos^2 p_3 t_3 + \frac{n_4^4}{p_4^2} \sin^2 p_3 t_3 \right)}. \quad (9)$$

Для повышения эффективности ввода η_{\max} необходимо выбором толщины волновода t_2 и буферного слоя t_3 достичь минимума этих выражений. В оптимальном случае имеем:

1а. Решетка на границе волновод — среда 1:

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TE}^2} = \frac{p_3}{p_1 p_4}; \quad (6a)$$

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TM}^2} = \frac{\rho_1 n_3^4 \rho_4}{n_1^2 \rho_3^2 n_4^2}, \quad (7a)$$

$$L_{\text{эфTE}} = \frac{2,5\gamma_1}{kA_1} \left(\frac{\rho_3^2}{\rho_4} + \rho_1 \right);$$

$$L_{\text{эфTM}} = \frac{2,5k^3 n_2^2 \gamma_2}{h_0^2 A_1} \left(\frac{n_1^2}{\rho_1} + \frac{n_3^4 \rho_4}{\rho_3^2 n_4^2} \right)$$

при $\rho_2 t_2 = \pi m_1$ и $\rho_3 t_3 = \pi/2 + m_2 \pi$.

2а. Решетка на границе волновод — среда 3:

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TE}^2} = \frac{\rho_1 \rho_3^2}{\rho_2^2 \rho_4}, \quad (8a)$$

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|_{TM}^2} = \frac{n_1^2 \rho_2^2 n_3^4 \rho_4}{\rho_1 n_2^4 \rho_3^2 n_4^2}, \quad (9a)$$

$$L_{\text{эфTE}} = \frac{2,5\gamma_1}{kA_3^2 \left[\cos h_0 t_2 + \frac{q_0}{h_0} \sin h_0 t_2 \right]} \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_4} \right);$$

$$L_{\text{эфTM}} = \frac{2,5\gamma_2 n_2^2 k^3}{h_0^2 A_3^2 \left[\cos h_0 t_2 + \frac{q_0}{h_0} \sin h_0 t_2 \right]} \left[\frac{\rho_1 n_1^4}{n_1^2 \rho_1^2} + \frac{n_3^4 \rho_4}{\rho_3^2 n_4^2} \right]$$

при $\rho_2 t_2 = \frac{\pi}{2} + m_1 \pi$, $\rho_3 t_3 = \frac{\pi}{2} + m_2 \pi$.

Здесь

$$A_{1,3}^2 = d^2 k^2 \frac{(n_2^2 - n_{1,3})^2}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi \sigma}{\Lambda};$$

$$\gamma_1 = \frac{\beta_0}{k} \left(t_2 + \frac{1}{q_0} + \frac{1}{\rho_0} \right) \left(1 + \frac{q_0^2}{h_0^2} \right);$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_0}{kn_2} \left[\frac{\bar{q}_0^2 + h_0^2}{\bar{q}_0^2} \left(\frac{t_2}{n_1^2} + \frac{q_0 + h_0}{q_0^2 + h_0^2} \frac{1}{n_1^2 q_0} + \frac{\rho_0^2 + h_0^2}{\rho_0^2 + h_0^2} \frac{1}{n_3^2 \rho_0} \right) \right];$$

$$\rho_0 = \sqrt{\beta_0^2 - k^2 n_3^2}; \quad q_0 = \sqrt{\beta_0^2 - k^2 n_1^2}; \quad h_0 = \sqrt{k^2 n_2^2 - \beta_0^2};$$

$$\bar{\rho}_0 = \frac{n_2^2}{n_3^2} \rho_0; \quad \bar{q}_0 = \frac{n_2^2}{n_1^2} q_0; \quad m_1, m_2 = 0, 1, 2 \dots$$

Метод, используемый в настоящей работе для расчета k_{j0} в случае с прямоугольной решеткой, применим к решеткам любого профиля. Критерием его справедливости является условие $k^2 d^2 \ll 1$. В этом смысле он универсален.

Полученные выражения (6)—(9) для четырехслойной системы применимы и для трехслойной волноводной системы, если в них произвести замену $t_3 = 0$ и $n_4 = n_3$. Проведя, например, такую замену в (6)—(8), получим выражение для отношения мощностей, идущих в среду 1 и подложку с единицы длины решетки и совпадающих с точностью до обозначений с приведенными в работе [3].

Подобный расчет эффективности ввода можно легко провести для случая, когда подложка представляет собой произвольную многослойную структуру. Убедимся в этом на примере волн ТЕ-поляризации, когда решетка находится на границе волновод — среда 1. Пусть

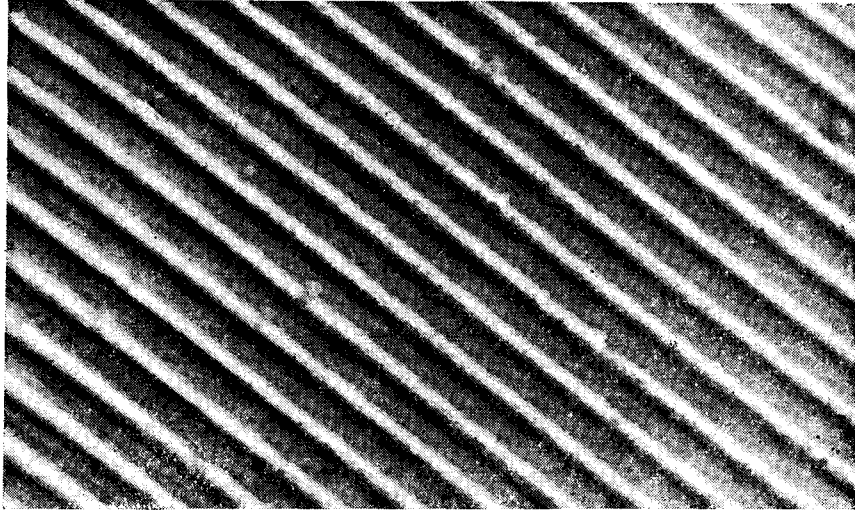


Рис. 3. Дифракционная решетка (образец 3).

известен коэффициент отражения R при падении волны из среды с показателем преломления n_2 на структуру, образующую подложку. Обозначим через C_1, C_2, C_3, C_4 амплитуды волн, дифрагированных из моды в первый порядок соответственно в воздухе, волноводе и самой нижней среде. Можно записать $C_3 = rC_2$, [$r = |r| \exp(i\varphi)$], где $|r|^2 = R$.

Из условия непрерывности на верхней границе следует:

$$rC_2 \exp(ip_2 t_2) + C_2 \exp(-ip_2 t_2) - C_1 = 0;$$

$$rp_2 C_2 \exp(ip_2 t_2) - p_2 C_2 \exp(-ip_2 t_2) - p_1 C_1 = iA_1,$$

откуда

$$|C_1|^2 = |C_2|^2 |r| + \exp(-2ip_2 t_2 - i\varphi)|^2.$$

Кроме того,

$$|C_4|^2 p_4 = |C_2|^2 p_2 (1 - |r|),$$

следовательно,

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|^2} = \frac{p_4 |C_4|^2}{p_1 |C_1|^2} = \frac{(1 - |r|)}{|r| + \exp(-2ip_2 t_2 - i\varphi)} \frac{p_2}{p_1}.$$

Это отношение максимально при $2p_2 t_2 + \varphi = 2\pi m$ и равно

$$\frac{|k'_{10}|^2}{|k_{10}|^2} = \frac{p_2 (1 - |r|)}{p_1 (1 + |r|)}.$$

Тогда выражение для эффективности ввода будет иметь следующий вид:

$$\eta_{\max} = \frac{0,814}{1 + \frac{p_2 (1 - |r|)}{p_1 (1 + |r|)}}.$$

Ясно, что для того, чтобы повысить η_{\max} , необходимо подбирать интерференционные слои на подложке с условием $\max r$; это фактически и было сделано для рассмотренного выше случая 4-слойной волноводной системы.

Эксперимент. Проверка теоретических расчетов проводилась на волноводной системе кремний — двуокись кремния — оксинитрид кремния — воздух [9], в которой волноводными слоями служили пленки оксинитрида кремния. Для данной системы ($n_4 = 3,9$; $n_3 = 1,46$ [7]) можно

провести оценки максимально достижимой эффективности ввода в случае, когда дифрагированные лучи перпендикулярны поверхности волновода. При расположении дифракционной решетки на границе волновод — буферный слой максимальная эффективность ввода равна $\eta_{\max TE, TM} \approx 72\%$. Когда же решетка находится на границе волновод — воздух $\eta_{\max TE, TM} \approx 53\%$.

Анализ выражений (6а)—(9а) показывает, что эти значения являются максимально достижимыми для *TE*-волн (решетка на границе волновод — воздух) и *TM*-волн (решетка на границе волновод — буферный слой). Однако эффективность ввода может достигать предельного значения 81,4% для *TE*-волн (решетка на границе волновод — буферный слой) и *TM*-волн (решетка на границе волновод — воздух) при направлении дифрагированного луча вдоль поверхности ($\beta_1^2 \rightarrow k^2 n_1^2$).

Для сравнения можно сказать, что эффективность ввода из среды 1 в 3-слойную систему через дифракционную решетку, расположенную на границе волновод — среда 1, не превышает 40,7% [2].

Для получения решеток на оксинитриде кремния или двуокиси кремния применялся обычный метод селективного химического травления через маску, в качестве которой использовался фоторезист РН-7. Предварительно слой фоторезиста (толщиной 300 нм) засвечивался с помощью интерференционной картины двух пучков света от одного источника, в качестве которого использовался лазер ЛГ-31 (длина волны — 441,6 нм). Геометрия дифракционных решеток исследовалась с помощью угольных реплик с оттенением вольфрамом. Угол оттения 20°. Реплики получались в электронном микроскопе BS-513А при ускоряющем напряжении 30 кВ.

Толщина и показатель преломления волноводных слоев находились по стандартной методике [10], для чего определялись эффективные показатели преломления по меньшей мере для 2 мод.

В связи с тем, что требуемая по расчету толщина двуокиси кремния применяемой технологией обеспечивалась с точностью $\geq 5\%$, то для уточнения толщины буферного слоя была применена специальная методика, заключающаяся в следующем. Так как подложка из кремния имеет большой показатель преломления (3,9; $\lambda = 632,8$ нм), то при больших углах падения света на подложку коэффициент отражения близок к единице. Следовательно, в исследуемых волноводных структурах Si — SiO₂ — Si_xO_yN_z — воздух должны наблюдаться так называемые «моды подложки», когда свет, испытывая полное внутреннее отражение на границе волновод — воздух и «частичное» отражение от кремния, может распространяться с заметным затуханием по двойному волноводному слою, состоящему из пленок оксинитрида и двуокиси кремния. Учитывая изменения фаз при отражении и прохождении света через границу между средами [11], можно записать дисперсионное уравнение для такого волновода в следующем виде:

$$kt_2 \sqrt{n_2^2 - n^{*2}} + \frac{\pi - \alpha}{2} - \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{n^{*2} - n_1^2}}{\sqrt{n_2^2 - n^{*2}}} + kt_3 \sqrt{n_3^2 - n^{*2}} = m' \pi$$

$$(m' = 0, 1, 2 \dots),$$

где $(\pi - \alpha)$ — изменение фазы при отражении света от поглощающей подложки кремния. При больших углах падения света, которые обычно реализуются на практике, величина α является малой величиной (~ 10 мин) и ее можно не учитывать.

Таким образом, используя предварительно найденные параметры оксинитридного слоя и зная показатель преломления буферного слоя и оптические константы подложки, экспериментально определяем углы ввода для мод подложки (по меньшей мере для 2 мод, так как неизвест-

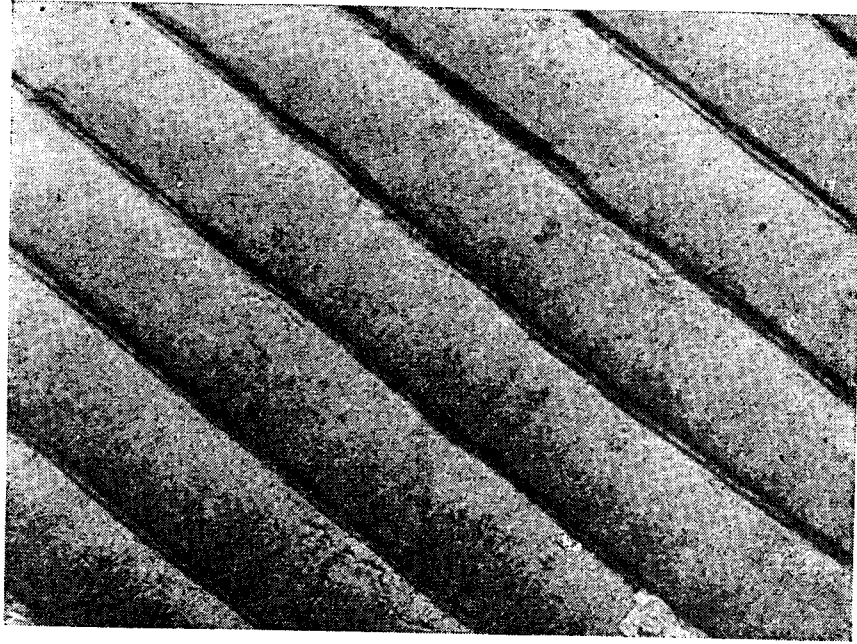


Рис. 4. Поверхность волноводного слоя над дифракционной решеткой на буферном слое ($\Lambda=0,7$ мкм).

ными являются m' и t_3), а следовательно, и эффективные показатели преломления, после чего, используя дисперсионное уравнение, вычисляем толщину буферного слоя.

Для измерения эффективности дифракционного ввода была разработана компенсационная схема. Свет в волноводы вводился с помощью призмы. По отношению интенсивностей света, вышедшего из волновода через дифракционную решетку и введенного призмой в волновод, определялась эффективность дифракционного ввода.

Дифракционные решетки были получены на двуокиси и оксинитриде кремния. Глубина решеток оценивалась по скорости травления исходных пленок и составляла 50 нм. Минимальный период 0,4 мкм, но наиболее воспроизводимые результаты по изготовлению решеток были получены с $\Lambda \geq 0,6$ мкм. Дифракционная решетка на одном из исследованных образцов приведена на рис. 3.

Первые эксперименты показали, что если сначала решетка получена на буферном слое из двуокиси кремния (граница 2—3), то после последующего нанесения волноводной пленки оксинитрида кремния на границе волновод — воздух (1—2) остается периодическая структура (рис. 4). Но выполненные выше вычисления показали, что оптимальные толщины волноводного слоя при нахождении решетки на границах 1—2 и 2—3 различны. Поэтому для избежания усложнения при сравнении результатов расчета с экспериментом все дальнейшие результаты относятся к случаю, когда решетка расположена на границе волновод — воздух (1—2).

Экспериментальные результаты на длине волны 632,8 нм (TE_0 -мода) для ряда исследованных образцов приведены в таблице. На всех образцах (кроме 4) наблюдалось не менее 4 «мод подложки», ширина которых составила 1° . Точность определения толщины буферного слоя по описанной методике не превышала $\pm 5\%$. Для сравнения с экспериментальными данными на образцах с периодом решетки $\sim 0,6$ мкм при расчете приходилось учитывать 2-й дифракционный порядок, так как отношение $\sigma/\Lambda \neq 0,5$.

| Номер образца | $\pm 0,0015$ | $\pm 0,005$, мкм | $\pm 0,0015$ | Δ , мкм | $\frac{\sigma}{\Delta}$ | t_3 , мкм | Эффективность ввода, % | |
|---------------|--------------|-------------------|--------------|----------------|-------------------------|-------------------|--------------------------------------|---------------------------------|
| | | | | | | | Эксперимент ($\eta_{\text{эксп}}$) | Расчет ($\eta_{\text{расч}}$) |
| 1 | 1,575 | 0,440 | 1,512 | 0,56 | 0,317 | $1,11 \pm 0,022$ | $2 \pm 0,08$ | 7,8 |
| 2 | 1,553 | 0,540 | 1,504 | 0,57 | 0,310 | $0,942 \pm 0,022$ | $12 \pm 0,1$ | 32 |
| 3 | 1,565 | 0,517 | 1,514 | 0,58 | 0,670 | $0,99 \pm 0,033$ | 34 ± 1 | 20 |
| 4 | 1,600 | 0,750 | 1,580 | 0,60 | 0,75 | $1,06 \pm 0,01$ | $22 \pm 0,5$ | 25 |
| 5 | 1,571 | 0,459 | 1,51 | 0,40 | 0,30 | $1,92 \pm 0,037$ | $10 \pm 0,2$ | 42 |

* Расчет произведен для средних параметров волноводного и буферного слоев.

Как видно из таблицы, наблюдается заметное расхождение экспериментальных и расчетных значений эффективности ввода на всех исследованных образцах (кроме образца 4). Причина такого большого отличия заключается в недостаточно точном определении толщин, в первую очередь буферного и волноводного слоев.

Эффективность ввода при наличии только первого порядка дифракции света является периодической функцией толщины буферного слоя. Периодический характер нарушается с увеличением числа порядков дифракции. Такая зависимость для одного из исследованных образцов с учетом экспериментальной ошибки определения параметров волноводного и буферного слоев (заштрихованная область) представлена на рис. 5.

Точность определения величин эффективности ввода зависит от положения на кривой: в областях \max и \min она менее критична к изменениям толщин буферного и волноводного слоев.

Построив такие же зависимости, как и на рис. 5, для образцов 1—3 было найдено, что экспериментальные значения эффективности ввода совпадают с расчетными в пределах экспериментальных ошибок. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных наблюдается для образца 4, на котором изменение толщины буферного слоя проводилось с помощью эллипсометрического метода. На образце 5 нет совпадения расчетного значения эффективности ввода с экспериментальными даже при учете ошибки в определении толщины буферного слоя. Экспериментальная проверка показала, что длина дифракционной решетки в направлении распространения света была меньше эффективной длины взаимодействия света с решеткой ($L_{\text{эф}}$).

Таким образом, проведенные исследования в пределах ошибок измерений показали совпадение экспериментальных и расчетных данных. Введение дополнительного интерференционного слоя (или нескольких слоев) позволяет существенно повысить максимально достижимую эффективность ввода света через дифракционную решетку в волноводы. Однако необходимая толщина этого слоя должна быть получена с высокой точностью

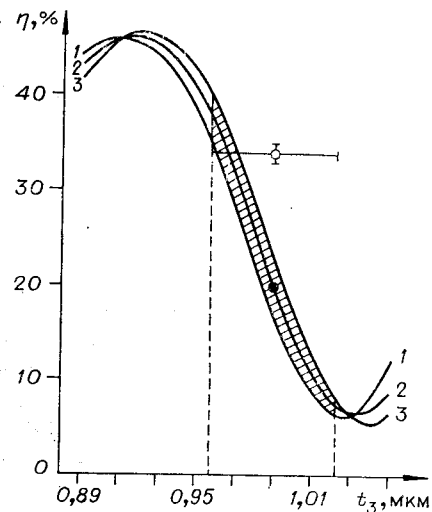


Рис. 5. Зависимость эффективности ввода от толщины буферного слоя (образец 3):

● — $\eta_{\text{расч}}$, ○ — $\eta_{\text{эксп}}$; 1 — $n_2=1,5665$, $t_2=0,521$ мкм; 2 — $n_2=1,5650$, $t_2=0,517$ мкм; 3 — $n_2=1,5635$, $t_2=0,513$ мкм.

(~ 1 %). Следовательно, волноводная система $\text{Si} - \text{SiO}_2 - \text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ — воздух может с успехом применяться для состыковки оптической и электронной интегральных схем при достаточно высокой эффективности ввода света в волноводы с помощью дифракционной решетки.

Авторы выражают благодарность В. П. Попову за изготовление волноводных структур и К. К. Свиташеву за ряд полезных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ulrich R. Efficiency of optical-grating couplers.— "J. Opt. Soc. Am.", 1973, vol. 63, p. 1419.
2. Ogawa K., Chang W. S. C., Sopori B. L., Rosenbaum F. J. A theoretical analysis of etched grating couplers for integrated optics.— "IEEE J. Quant. Electr.", 1973, vol. QE-9, p. 29.
3. Зленко А. А., Киселев В. П., Прохоров А. М., Спихальский А. А., Сычуев В. А. Излучение и отражение света на гофрированном участке волновода.— «Квант. электроника», 1974, т. 1, с. 1519.
4. Киселев В. А., Прохоров А. М. Оптические процессы в тонкопленочных лазерах и волноводах с произвольным распределением показателя преломления.— «Квант. электроника», 1977, т. 4, с. 544.
5. Yariv A., Nakamura M. Periodic structures for integrated optics.— "IEEE J. Quant. Electr.", 1977, vol. QE-13, p. 233.
6. Johnson L. F., Kammlott G. W., Ingersoll K. A. Generation of periodic surface corrugations.— "Appl. Opt.", 1978, vol. 17, p. 1165.
7. Кузали А. С. Оптические явления в плоском четырехслойном волноводе с дифракционной решеткой.— «Опт. и спектр.», 1978, т. 44, с. 1147.
8. Marx G., Gottlieb M., Brandt G. Integrated optical detector array, waveguide and modulator based on silicon technology.— "IEEE J. Solid State Circuits", 1977, vol. SC-12, p. 10.
9. Васильев В. В., Панькин В. Г., Попов В. П., Цейтлин Г. М. Исследование волноводных свойств системы $\text{Si}-\text{SiO}_2-\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$.— «Автометрия», 1978, № 2, с. 22.
10. Ulrich R., Torge R. Measurement of thin film parameters with a prism coupler.— "Appl. Opt.", 1973, vol. 12, p. 2901.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970.

Поступила в редакцию 20 октября 1978 г.;
окончательный вариант — 11 января 1979 г.

УДК 639.213 : 621.382

А. Н. КЛИМИН, В. С. МАКАРЕВИЧ, В. Г. РЕМЕСНИК,
В. Ф. ТРЕГУБОВ, В. Г. ЦУКЕРМАН

(Новосибирск)

ЭЛЕКТРОННО- И РЕНТГЕНОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ РЕЗИСТЫ НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПЛЕНОК

Известно, что в халькогенидных пленках (ХП) наблюдаются структурные превращения, индуцированные потоком быстрых электронов [1, 2] и рентгеновским излучением [3, 4]. Ранее обнаружено, что аналогичные изменения под действием света обеспечивают возможность селективного растворения материала [5—7]. В работах [3, 8] показано, что селективное растворение наблюдается и на пленках, облученных электронами и рентгеновским излучением. Это открывает перспективы использования халькогенидных пленок в качестве резиста для электронной и рентгеновской литографии.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования селективного растворения ХП составов As_2S_3 , $\text{As}_2\text{S}_3 \times \text{As}_2\text{Se}_3$, As_2Se_3 , подвергнутых воздействию электронного луча, и обсуждаются возможности применения этих пленок в качестве резистов для электронной и рентгеновской литографии.