

УСЛОВИЯ ОДНОНАПРАВЛЕННОГО ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ГОФРИРОВАННОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

В.А. Сычугов, А.В. Тищенко

На основе оптико-геометрического подхода получены соотношения, определяющие глубины гофров и фазовый сдвиг решеток относительно друг друга, при которых в двусторонне гофрированном оптическом волноводе реализуется однонаправленный вывод излучения в прилегающую среду с низким показателем преломления.

Однонаправленный вывод излучения из оптического волновода с помощью дифракционной решетки на его поверхности является сложной задачей. Ее решение посредством формирования решетки с треугольным профилем штрихов, обеспечивающим так называемый "блеск", практически трудно реализуемо [1]. Другое решение основано на том, что тонкопленочные волноводы, полученные путем нанесения волноводного слоя на синусоидально гофрированную подложку, обладают двумя гофрированными границами. Оба гофра имеют одинаковый период, но могут отличаться по фазе и глубине. Решение задачи о распространении света в двусторонне гофрированном волноводе позволило получить условия однонаправленного вывода ТЕ-волн в воздух [2], а использование ионного травления поверхности гофрированного волновода для сдвига одной решетки относительно другой позволило реализовать экспериментально такой вывод.

В настоящей работе на основе оптико-геометрического подхода к проблеме распространения света в оптическом волноводе [3] получены условия однонаправленного вывода излучения в воздух для случая ТМ-волн. Распространение света в волноводе сопровождается последовательными отражениями от его границ. Если границы слоя гофрированы, то в результате дифракции света происходит его излучение в прилегающие среды, т.е. в подложку и воздух. Амплитуды волн, дифрагировавших на верхней и нижней границах волноводного слоя, складываются и амплитуда результирующей волны зависит от фазового сдвига между исходными волнами. В случае равенства амплитуд дифракционных волн, излучающихся, например, в подложку, и сдвига фаз между ними, равного π , результирующая волна в подложке пропадает и весь свет из волновода излучается только в воздух. Достигнуть необходимого сдвига фаз дифракционных волн при заданных параметрах волновода можно путем сдвига одной дифракционной решетки относительно другой, а уравнивать амплитуды волн возможно путем изменения глубины одного из гофров. Таким образом условиями однонаправленного вывода излучения являются соотношение, связывающее амплитуды гофров на верхней и нижней границе волноводного слоя, и выражение, определяющее фазовый сдвиг решеток через параметры волновода.

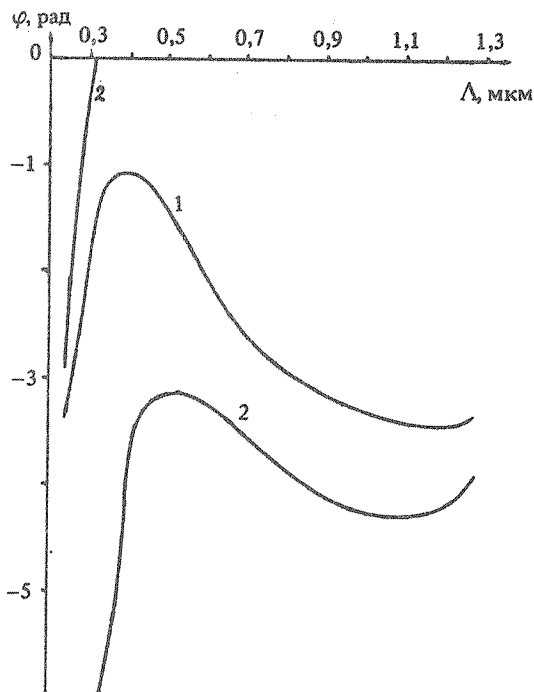
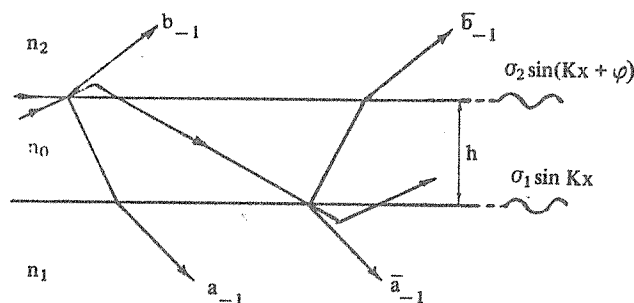
На рис. 1 представлена схема дифракции света в двусторонне гофрированном волноводе и введены необходимые обозначения. Уравнение, определяющее условие равенства нулю результирующей дифракционной волны, излучающейся в подложку, имеет вид:

$$a_{-1}(1+r_1)e^{i\Delta/2} + R_{02}e^{i\Delta_0/2} [\bar{a}_{-1}(1-r_1r_2e^{i\Delta}) + \bar{b}_{-1}(1+r_1)r_2e^{i\Delta}] = 0, \quad (1)$$

где a_{-1} , b_{-1} , \bar{a}_{-1} , \bar{b}_{-1} — амплитуды дифракционных волн, выражения для которых через параметры среды и гофра можно найти в [3]; R_{02} — коэффициент отражения волноводной моды от границы раздела воздух — пленка; r_1 и r_2 — коэффициенты отражения дифракционных волн от нижней и верхней границ пленки; $\Delta = 2khN_0^{-1}$; $\Delta_0 = 2khN_0^0$; $k = 2\pi/\lambda$; $N_0^0 = \sqrt{n_0^2 - n^{*2}}$; $N_0^{-1} = \sqrt{n_0^2 - (n^* - N)^2}$; n^* — эффективный показатель преломления моды; Λ — период гофра; λ — длина волны света в вакууме; $N = \lambda/\Lambda$; h — толщи-

Рис. 1. Схема дифракции света, распространяющегося в двухсторонне гофрированном оптическом волноводе.

Рис. 2. Зависимости сдвига фазы между решетками в случае ТЕ (1) и ТМ (2) поляризации распространяющегося в волноводе света. Параметры волновода: $n_0 = 1,46$, $n_1 = 1,433$, $n_2 = 1$, $h = 0,7$ мкм, $m = 0$, $\lambda = 0,565$ мкм.



на волноводного слоя; n_0 , n_1 , n_2 — показатели преломления пленки, подложки, верхней прилегающей среды (воздуха). Если в уравнение (1) подставить выражения для коэффициентов отражения и амплитуд дифракционных волн, то в случае ТЕ-поляризации волноводных мод получим условия, приведенные в /2/. В случае ТМ-волн амплитуды дифракционных волн \bar{a}_{-1} и \bar{b}_{-1} не равны друг другу, а выражения для них и для коэффициентов r_1 , r_2 , R_{02} усложняются. Это находит свое отражение в условиях однонаправленного вывода, которые имеют следующий вид:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{\sqrt{n_0^2 - n_2^2} \sqrt{n^{*2} (n_0^2 + n_1^2) - n_0^2 n_1^2}}{\sqrt{n_0^2 - n_1^2} \sqrt{n^{*2} (n_0^2 + n_2^2) - n_0^2 n_2^2}} \frac{\sin \xi \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \Psi}}{\sqrt{\sin^2(\Delta/2 + \xi) + (n_0^2 N_2^1 / n_2^2 N_0^1)^2 \cos^2(\Delta/2 + \xi)}}, \quad (2)$$

$$\varphi = -\pi m - \Psi - \arctg \frac{n_0^2 N_2^1}{n_2^2 N_0^1} \frac{1 - \operatorname{tg}(\Delta/2) \operatorname{tg} \xi}{\operatorname{tg}(\Delta/2) + \operatorname{tg} \xi}, \quad (3)$$

где $\Psi = \arctg [n_0^2 N_2^1 N_2^0 / n_2^2 n^* (n^* - N)]$; $\operatorname{tg} \xi = n^* (n^* - N) / N_0^1 N_1^0$; $N_1^0 = \sqrt{n^{*2} - n_1^2}$; $N_2^0 = \sqrt{n^* - n_2^2}$.

Соотношение (2) показывает, что уравнять амплитуды волн дифрагировавших на верхнем и нижнем гофрах можно не только путем изменения их глубин, но и изменяя показатель преломления n_2 верхней прилегающей среды, т.е. путем иммерсирования верхней решетки.

На рис. 2 представлены зависимости фазы φ для случаев ТЕ и ТМ-поляризации света от периода гофрировки волновода, которые демонстрируют невозможность выбора такого периода гофра, который может обеспечить однонаправленный вывод излучения из гофрированного волновода обеих поляризаций одновременно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Huang S. Y., Lee S. H. J. Lightwave Techn., LT- 4, 1304 (1986).
2. Авруцкий И. А., Сычугов В. А. Квантовая электроника, 14, 1140 (1987).
3. Сычугов В. А., Тищенко А. В. Квантовая электроника, 9, 1451 (1982).