

АНОМАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ПРИ НЕКОЛЛИНЕАРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА

И.А. Авруцкий, В.А. Сычугов

Показано, что при неколлинеарном возбуждении волновода при условии одновременного возбуждения двух волноводных мод можно добиться увеличения максимального значения аномального отражения по сравнению со случаем возбуждения одной моды. На основе этого реализован узкополосный оптический фильтр, работающий на отражение, с максимальным коэффициентом отражения $R_{\max} \approx 0,8$.

При возбуждении гофрированного волновода плоской электромагнитной волной наблюдается отражение света [1, 2]. Амплитуда отраженной волны может возрасти до амплитуды падающей, а фаза монотонно изменяться от нуля до 2π [3]. Аномалии локализованы в довольно узком интервале углов падения света (при фиксированной длине волны) или в узком интервале спектра (при фиксированном угле падения). Исследование аномального отражения связано с возможностью его применения в различных спектральных приборах.

Наличие диссипативных потерь a_d в волноводе приводит к уменьшению максимального коэффициента отражения R_{\max} . Параметром, определяющим R_{\max} , является соотношение между диссипативными и излучательными a_r потерями в волноводе. Для тонкопленочного волновода с малым отражением на границе волноводный слой — подложка $R_{\max} = |(r_F a_d - a_r) / (a_d + a_r)|^2$, где r_F — амплитудное значение коэффициента френелевского отражения. Поэтому для получения аномального отражения необходимо выполнить условие $a_r \gg a_d$.

В поисках путей увеличения максимального коэффициента отражения было обращено внимание на тот факт, что при малых углах падения и возбуждении двух волноводных мод, распространяющихся в противоположных направлениях, в спектре отражения присутствуют два характерных пика. Волноводные моды, распространяющиеся в противоположных направлениях, взаимодействуют между собой во втором порядке дифракции на гофре. Это приводит к асимметрии пиков отражения. А именно, по мере приближения к нормали спектральная ширина длинноволнового пика существенно уменьшается, а коротковолнового — увеличивается приблизительно в два раза [4]. При наличии диссипативных потерь максимальное значение коэффициента отражения уменьшается, причем влияние диссипативных потерь тем больше, чем меньше спектральная ширина пика отражения. Таким образом, при нормальном падении в спектре отражения присутствует один коротковолновый пик, его спектральная ширина и максимальный коэффициент отражения больше, чем соответствующая величина при возбуждении одной моды. Максимальный коэффициент отражения при нормальном падении определяется формулой $R'_{\max} = |(r_F a_d - 2a_r) / (a_d + 2a_r)|^2$. Если пренебречь френелевским отражением ($|r_F| \ll 1$), то увеличение коэффициента отражения составит

$$R'_{\max} / R_{\max} = |2(a_r + a_d) / (2a_r + a_d)|^2.$$

Одновременное возбуждение двух волноводных мод, связанных между собой во втором порядке дифракции, наблюдается также и при неколлинеарном возбуждении волновода.

Если проекция волнового вектора падающей волны параллельна штрихам решетки, то при угле падения ξ , удовлетворяющем условию $\sin^2 \xi + (\Lambda/\lambda)^2 = n^{*2}$, где n^* — эффективный показатель преломления волновода, Λ — период гофра, можно добиться одновременного возбуждения двух волноводных мод. Чтобы реализовать возбуждение только одной моды, можно разъюстировать систему, повернув на малый угол θ волновод относительно оси, параллельной штрихам решетки (рис. 1а). Если угол ξ измерять в плос-

кости, параллельной штрихам решетки и содержащей волновой вектор падающей волны, то условие возбуждения приобретает вид:

$$\sin^2 \xi + (\cos \xi \sin \theta \pm \lambda/\Lambda)^2 = n^{*2}.$$

Таким образом, при $\theta = 0$ система находится в резонансе (возбуждаются две моды), при $\theta \neq 0$ моды возбуждаются поочередно (по мере изменения ξ). Условие возбуждения волновода схематически проиллюстрировано на диаграмме (рис. 1б).

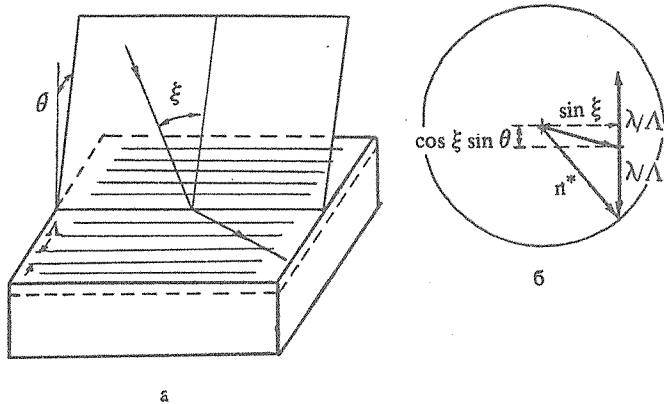


Рис. 1. Неколлинеарное возбуждение гофрированного волновода: а) общий вид, б) диаграмма волновых векторов.

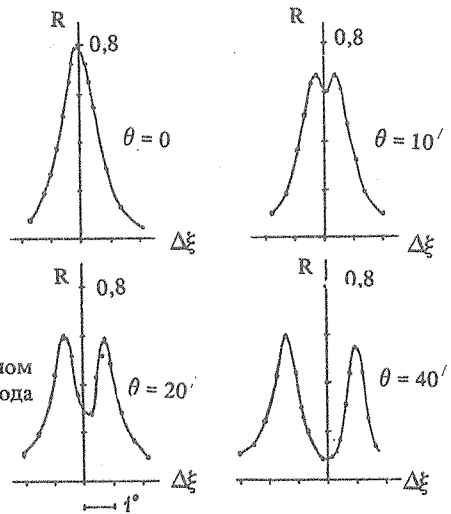
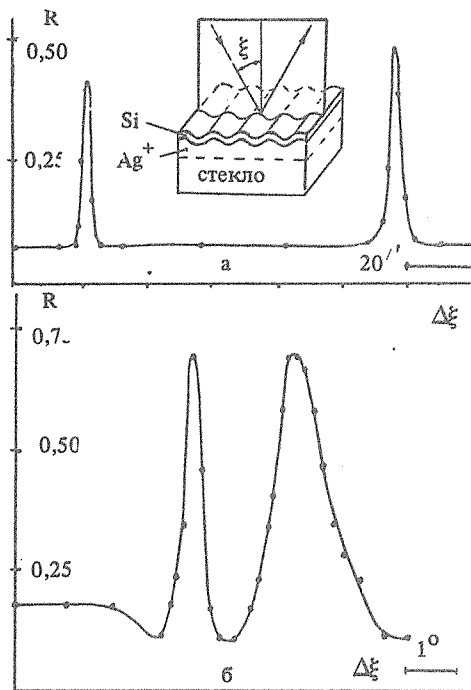


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента отражения при неколлинеарном возбуждении волновода волной ТМ поляризации (параметры волновода указаны в тексте).

Рис. 3. Угловые зависимости коэффициента отражения при коллинеарном возбуждении волновода в случае ТМ (а) и ТЕ (б) поляризаций падающего излучения.



В отличие от случая нормального падения света, неколлинеарное возбуждение волновода позволяет с одним и тем же образом реализовать одновременное возбуждение двух мод в довольно широком спектральном интервале путем подстройки угла падения ξ . При этом нет необходимости точно подбирать период решетки или использовать перестраиваемый лазер.

Эксперимент проводился с волноводом, изготовленным следующим образом. Предварительно гофрированная стеклянная подложка ($\Lambda = 0,842$ мкм, полуглубина гофра $0,12$ мкм) погружалась в расплав солей AgNO_3 (2 вес.%) и NaNO_3 при температуре 320°C на $2,5$ мин. На поверхность образовавшегося диффузионного волновода затем напылялась тонкая ($h = 200 \text{ \AA}$) пленка кремния. Эта пленка сама по себе не образует волноводного слоя, но деформирует поле моды так, что увеличивает его значение на поверхности, и тем самым приводит к увеличению излучательных потерь на решетке. Поле волновода локализовано, в основном, в области диффузии ионов Ag^+ , поэтому изготовленный комбинированный волновод как и диффузионный волновод обладает низкими диссипативными потерями.

Эксперимент показал, что при одновременном возбуждении двух мод ($\theta = 0$) максимальный коэффициент отражения несколько больше, чем при возбуждении одной моды ($\theta \neq 0$) (рис. 2). Для лучших образцов он составил соответственно ~ 80 и $\sim 60\%$ при ТМ поляризации падающего излучения и длине волны света $\lambda = 1,15$ мкм.

При коллинеарном возбуждении такие волноводы также проявляют достаточно большое аномальное отражение ($0,70$ для ТЕ и $0,48$ для ТМ поляризаций падающего излучения рис. 3).

Таким образом, неколлинеарное возбуждение волновода позволяет одновременно возбуждать две моды и тем самым увеличить максимальный коэффициент отражения при аномальном отражении света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голубенко Г. А. и др. Квантовая электроника, 12, 1334 (1985).
2. Vincent P. et al. J. Opt. Soc. Am., B, 2, 1106 (1985).
3. Попов Е., Mashev L., Maystre D. Optica acta, 33, 607 (1986).
4. Авруцкий И. А. и др. Квантовая электроника, 13, 1629 (1986).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 31 марта 1988 г.