

П. АДАМСОН

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ  
ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

(Представил К. К. Ребане)

Оптические волноводы являются основными элементами оптических систем связи. В последние годы они привлекают внимание также в информатике. Например, качественно новые возможности для создания оптического процессора открывает планарная волноводная технология (интегральная оптика) [1]. В этой связи исследование различных способов управления оптическим сигналом в планарных волноводных структурах представляет несомненный интерес.

Как правило, планарные волноводы (ПВ), применяемые в интегрально-оптических устройствах, имеют малые относительные скачки показателей преломления на границах разделов сред. В таких ПВ характеристики ортогонально поляризованных мод ( $TE$ - и  $TM$ -мод, имеющих одинаковые номер и частоту) различаются слабо [2]. Это обстоятельство создает благоприятные условия для согласования или рассогласования коэффициентов поглощения (КП) или усиления (КУ)  $TE$ - и  $TM$ -мод и, тем самым, для управления поляризацией излучения в ПВ. Так, например, для получения эллиптически поляризованной волны требуется осуществить фазовый сдвиг между  $TE$ - и  $TM$ -модами без изменения заданного соотношения амплитуд (коэффициенты поглощения ортогональных мод должны совпадать при разных значениях их постоянных распространения).

В данной работе исследуется возможность управления разностью КП (КУ) ортогональных мод трехслойных ПВ с помощью дополнительных внешних слоев. Возможности применения пятислойных волноводных структур в интегральной оптике и технологии полупроводниковых лазеров обсуждаются в настоящее время весьма интенсивно [3—5].

Поперечный разрез пятислойного ПВ изображен на рис. 1, причем дополнительные внешние слои 3 могут быть как диэлектрическими, так и металлическими. Все слои характеризуются комплексными диэлектрическими проницаемостями ( $\tilde{\epsilon}_j = \epsilon_j + i\epsilon_j''$ ,  $j=1, 2, 3$ ). Будем считать, что  $|\epsilon_j''| \ll \epsilon_1 - \epsilon_{2,3}^*$  и

$$\alpha = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/\epsilon_1 \ll 1. \quad (1)$$

При выполнении условия (1) существенное изменение разностей характеристик ортогональных мод происходит уже при достаточно больших толщинах промежуточных слоев  $D$ , поэтому ограничимся анализом ПВ, у которых

$$p|A| \ll 1, \quad (2)$$

$$p = \exp(-2\gamma_2 D), \quad (3)$$

$$A = (\gamma_3 - r\gamma_2)/(\gamma_3 + r\gamma_2), \quad (4)$$

$\gamma_j$  — модули поперечных волновых чисел мод в соответствующих слоях [6],  $r=1$  для  $TE$ -мод и  $r=\epsilon_3/\epsilon_2$  для  $TM$ -мод.

\* В случае металлических слоев это условие хорошо выполняется для благородных металлов в оптической области спектра [6].



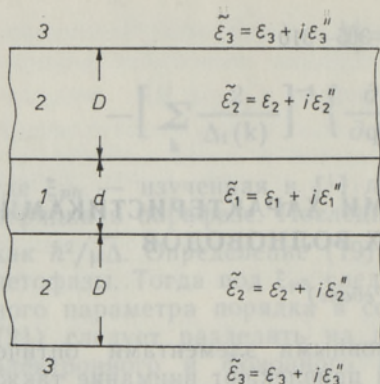


Рис. 1. Поперечный разрез ПВ: 1 — средний слой; 2 — промежуточные слои; 3 — дополнительные внешние слои.

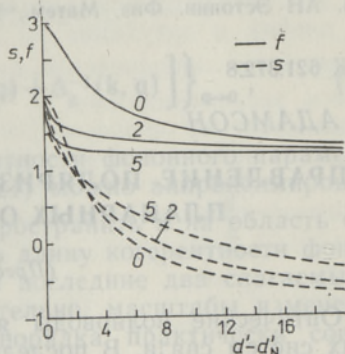


Рис. 2. Зависимость величин  $s$  и  $f$  от приведенной толщины симметричного трехслойного ПВ. Цифры у кривых — номера мод.  $d'_N = \pi N$ .

При сделанных предположениях КП (КУ) моды пятислойного ПВ  $\kappa_5$  можно приближенно выразить через КП (КУ)  $TE$ -моды трехслойного ПВ, учитывая влияния мнимых частей диэлектрических проницаемостей и дополнительных слоев методом возмущений [7].

В случае непоглощающих диэлектрических дополнительных слоев отношение относительной разности КП (КУ) ортогональных мод пяти-слойного ПВ  $\beta(D) = (\kappa_5^{TE} - \kappa_5^{TM})(\kappa_5^{TE}a)^{-1}$  на соответствующую величину трехслойного ПВ  $\beta(\infty)$  [2] равно

$$\beta(D)/\beta(\infty) = 1 + F,$$

где 
$$F \approx f^{-1} \left( s + \frac{A^{TE} + A^{TM}}{2} + \ln p \right) \frac{2|a|p}{a}, \quad (5)$$

$$s = 1 + 2L_2L^{-1} - 2dL_2^{-2}L^{-1}\Gamma_1^{-1}, \quad (6)$$

$$f = 1 + 2L_2L^{-1} + 2 \left( 1 + \frac{dL_2}{2} \right)^{-1} = s + 2L_2^{-2}\Gamma_1^{-1}, \quad (7)$$

$$a = A^{TE} - A^{TM}, \quad (8)$$

$d$  — толщина среднего слоя;  $L_2$  — глубина проникновения электромагнитного поля  $TE$ -моды трехслойного ПВ в слой 2 [2];  $L$  — эффективная толщина и  $\Gamma_1$  — фактор оптического ограничения трехслойного ПВ для  $TE$ -моды [2]. Графики, показывающие зависимость  $s$  и  $f$  от приведенной толщины  $d'$  ( $d' = 2\pi\lambda^{-1}d(\epsilon_1 - \epsilon_2)^{1/2}$ ,  $\lambda$  — длина волны в вакууме), являются универсальными (рис. 2). Величина  $F$  имеет смысл отношения индуцированной дополнительными слоями разности КП (КУ) к первоначальному значению трехслойного ПВ. Аналогичная величина для фактора оптического ограничения

$$R \approx s^{-1} \left( s + \frac{A^{TE} + A^{TM}}{2} + \ln p \right) \frac{2|a|p}{a}. \quad (9)$$

Отношение двух величин

$$R/F = f/s = 1 + 2/(L_2^2\Gamma_1s) \quad (10)$$

не зависит от толщины промежуточных слоев. Оно определяется полностью только параметрами трехслойного ПВ.

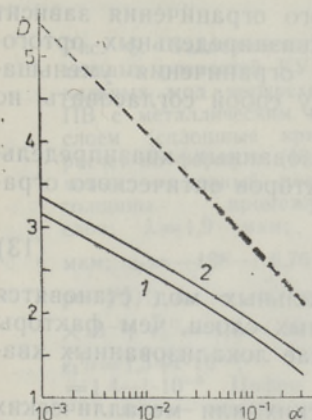


Рис. 3. Зависимость решения уравнений (12) (сплошные кривые) и (22) (штриховая кривая) от относительного скачка на границах внутренних разделов сред: 1 —  $\epsilon_3/\epsilon_2 = 0,5$  (воздух/стекло), 2 —  $\epsilon_3/\epsilon_2 = 0,1$  (воздух/полупроводник типа  $A^{III}BV$ ).

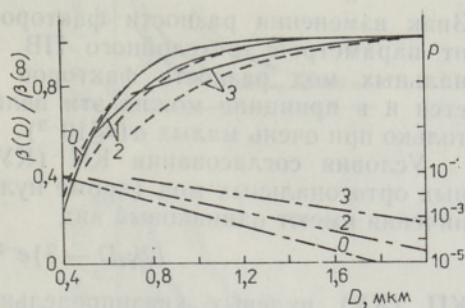


Рис. 4. Зависимость относительных разностей КУ ортогональных мод четырехслойного ПВ с непоглощающим диэлектрическим внешним слоем (сплошные кривые — расчет по приближенной формуле (5), штриховые — точный расчет на ЭВМ) и параметра  $\rho$  (штрих-пунктирные кривые) от толщины промежуточного слоя;  $\lambda = 1,55$  мкм;  $d = 3,75$  мкм;  $\epsilon_1^{1/2} = 3,6 + i \cdot 10^{-3}$ ;  $\epsilon_2^{1/2} = 3,5 - i \cdot 5 \cdot 10^{-4}$ ;  $\epsilon_3 = 1$  (воздух). Цифры у кривых — номера мод.

Проведем анализ общих качественных закономерностей. Если  $\gamma_2 \gg \gamma_1$  (такие моды, согласно [2], будем называть параксиальными),  $s \approx -1$  и  $f \approx 1$ . Если  $\gamma_2 \ll \gamma_1$  (квазипредельные моды [2]),  $s \approx 1$  для локализованных и  $s \approx 2$  для делокализованных мод,  $f \approx 3$  для нулевой моды (поскольку нулевая квазипредельная мода всегда делокализована) и  $f \approx 2$  для остальных мод ( $N \neq 0$ ,  $N$  — номер моды).

Для параксиальных мод  $F \approx -4|a|De^{-2D}\alpha^{-1}$  и  $R = -F$ , следовательно, разность факторов оптического ограничения при нанесении внешних непоглощающих диэлектрических слоев на трехслойный ПВ всегда увеличивается, а КП (КУ) ортогональных мод можно между собой согласовать. Толщина промежуточных слоев, при которой КП (КУ) параксиальных ортогональных мод становятся равными, определяется уравнением

$$2De^{-2D} = \alpha / (2|a|). \quad (11)$$

Если  $\epsilon_2 - \epsilon_3 \gg \epsilon_1 - \epsilon_2$ , то  $|a| \approx 2\alpha^{1/2}(1 - \epsilon_3\epsilon_2^{-1})^{1/2}$  и (11) принимает вид

$$2De^{-2D} = \alpha^{1/2} / (4(1 - \epsilon_3\epsilon_2^{-1})^{1/2})^{-1}. \quad (12)$$

Зависимость решения (12) от  $\alpha$  при двух разных значениях  $\epsilon_3/\epsilon_2$  представлена на рис. 3.

Для нулевых квазипредельных ортогональных мод  $F \approx -2(2\gamma_2 D - 3)|a|e^{-2\gamma_2 D}(3\alpha)^{-1}$  и  $R \approx -(2\gamma_2 D - 3)|a|e^{-2\gamma_2 D}\alpha^{-1}$ . Если  $N \neq 0$ , то для делокализованных квазипредельных ортогональных мод  $R = F \approx -(2\gamma_2 D - 3)|a|e^{-2\gamma_2 D}\alpha^{-1}$  и для локализованных  $R = 2F \approx -2(2\gamma_2 D - 2)|a|e^{-2\gamma_2 D}\alpha^{-1}$ .

Таким образом, при условии  $\rho < e^{-3}$  разность КП (КУ) любого симметричного трехслойного ПВ под влиянием внешних диэлектрических слоев всегда уменьшается (рис. 4) \*\*.

\*\* При выполнении условия (2) дополнительные внешние слои выступают адитивным образом и поэтому в расчетах ограничимся только одним слоем.



Знак изменения разности факторов оптического ограничения зависит от параметров трехслойного ПВ. В случае квазипредельных ортогональных мод разность факторов оптического ограничения уменьшается и в принципе можно эти величины между собой согласовать, но только при очень малых  $\alpha$  ( $\lesssim 10^{-3}$ ).

Условия согласования КП (КУ) делокализованных квазипредельных ортогональных мод (кроме нулевых) и факторов оптического ограничения имеют одинаковый вид

$$(2\gamma_2 D - 3)e^{-2\gamma_2 D} = \alpha |a|^{-1}. \quad (13)$$

КП (КУ) нулевых квазипредельных ортогональных мод становятся равными при меньших толщинах промежуточных слоев, чем факторы оптического ограничения, так же, как и в случае локализованных квазипредельных ортогональных мод.

При нанесении поглощающих диэлектрических или металлических внешних слоев на трехслойный ПВ относительная разность КП (КУ) ортогональных мод изменяется в  $\beta(D)/\beta(\infty) = 1 + F + F_M$  раз.

$$F_M \approx 2\beta^{-1}(\infty) n_3 n^{-1} \kappa_3 \kappa^{-1} ((\Gamma_3^{TE} - \Gamma_3^{TM})\alpha^{-1} - 2\Gamma_3^{TM} \epsilon_1 \epsilon_3^{-1} \gamma_3^2), \quad (14)$$

$$\Gamma_3 \approx \Gamma_2 r^{-1} \gamma_2 \gamma_3^{-1} (1 - A)^2 p, \quad (15)$$

где  $n_3$  и  $\kappa_3$  — действительная часть показателя преломления и КП материала внешнего слоя;  $n$  и  $\kappa$  — показатель преломления и КП  $TE$ -моды трехслойного ПВ;  $\Gamma_2$  — относительная доля продольного потока электромагнитной энергии в слое 2 трехслойного ПВ (фактор делокализации [2]).

Рассмотрим сперва случай  $|\epsilon_3| \ll |\epsilon_3^r|$ , где  $\epsilon_3^r$  — значение диэлектрической постоянной внешнего слоя, при котором имеет место резонанс направляемой  $TM$ -моды трехслойного ПВ и поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль поверхности раздела внешнего и промежуточного слоя [4]. Если  $\epsilon_2 - \epsilon_3 \sim \epsilon_1 - \epsilon_2$ , то  $\Gamma_3^{TE} - \Gamma_3^{TM} \sim \alpha p$ ,  $\Gamma_3^{TM} \sim p$  и учитывать влияние поглощения во внешних слоях на относительную разность КП (КУ) нужно тогда, когда отношение  $\kappa/\kappa_3 \lesssim p$ . В случае  $\epsilon_2 - \epsilon_3 \gg \epsilon_1 - \epsilon_2$  выражение (14) с учетом того, что  $\Gamma_3 \approx 4\Gamma_2 \gamma_2 (1 - \epsilon_3 \epsilon_2^{-1})^{-3/2} \alpha^{3/2}$  принимает вид

$$F_M \approx -8\beta^{-1}(\infty) n_3 n^{-1} \kappa_3 \kappa^{-1} \Gamma_2 \gamma_2^3 (1 - \epsilon_3 \epsilon_2^{-1}) \alpha^{1/2} p. \quad (16)$$

Итак, величина  $F_M$  может играть существенную роль только при условии  $\kappa/\kappa_3 \lesssim \alpha^{1/2} p$ .

При диэлектрических внешних слоях с  $\epsilon_2 - \epsilon_3 \gg \epsilon_1 - \epsilon_2$  и  $\kappa_{1,2} \ll \kappa_3 \alpha^{1/2} p$

$$\kappa^{TM} - \kappa^{TE} \approx 8n_3 n^{-1} \kappa_3 \Gamma_2 \gamma_2^3 (1 - \epsilon_3 \epsilon_2^{-1})^{-1/2} \alpha^{3/2} p > 0. \quad (17)$$

Следовательно, если поглощение во внешних диэлектрических слоях существенно превосходит поглощение во внутренних, то  $TM$ -мода поглощается сильнее, чем  $TE$ -мода, как и в случае диэлектрических ПВ с металлическим покрытием [8].

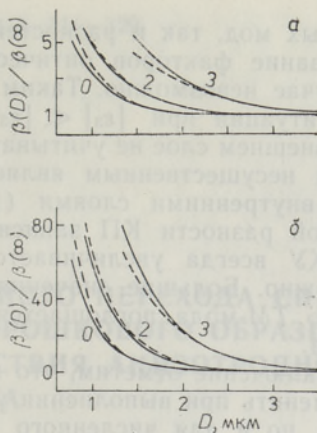
С учетом поглощения во внешнем слое с  $\epsilon_2 - \epsilon_3 \gg \epsilon_1 - \epsilon_2$  условие согласования КП (КУ) ортогональных мод имеет вид:

$$\left( 2\gamma_2 D - 1 - s - \frac{8f}{\beta(\infty)} \cdot \frac{n_3 \kappa_3}{n \kappa} \Gamma_2 \gamma_2^3 \left( 1 - \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} \right)^{-1/2} \frac{\alpha^{3/2}}{2|a|} \right) e^{-2\gamma_2 D} = \frac{af}{2|a|}. \quad (18)$$

Максимальное значение функции  $(2\gamma_2 D - x)e^{-2\gamma_2 D}$  равно  $e^{-(x+1)}$  при  $x+1=2\gamma_2 D$ . Поэтому в режиме усиления ( $\kappa < 0$ ,  $\beta(\infty) > 0$  [4]) согласование КУ возможно при еще меньших  $\alpha$ , чем в случае непоглощающих внешних слоев.



Рис. 5. Зависимость относительных разностей КУ ортогональных мод четырехслойного ПВ с металлическим внешним слоем (сплошные кривые — расчет по формуле (19), штриховые — точный расчет) от толщины промежуточного слоя:  $\lambda=1,9$  мкм;  $d=7,19$  мкм;  $\epsilon_3=-198-i\cdot 6,76$  (серебро [8]); а —  $\epsilon_1^{1/2}=1,5+i\cdot 10^{-3}$ ;  $\epsilon_2^{1/2}=1,4-i\cdot 10^{-3}$ ; б —  $\epsilon_1^{1/2}=1,5+i\cdot 10^{-5}$ ;  $\epsilon_2^{1/2}=1,4-i\cdot 10^{-5}$ . Цифры у кривых — номера мод.



Ситуация, когда  $\epsilon_3$  близко к  $\epsilon_3^r$  (металлический внешний слой с отрицательным и большим по модулю значением диэлектрической постоянной), соответствует резонансу  $TM$ -моды трехслойного ПВ и поверхностного плазмона и проанализирована в [8]. Рассмотрим еще случай  $|\epsilon_3| \gg |\epsilon_3^r|$ . Тогда  $\Gamma_3^{TE} - \Gamma_3^{TM} \approx -\Gamma_3^{TM} \approx (1 - A^{TM})^2 \Gamma_2 \gamma_2 |\epsilon_2 \epsilon_3^{-1}|^{3/2} \alpha^{1/2} p$ . Поскольку  $|\epsilon_2 \epsilon_3^{-1}|^{-1} \sim \alpha$ , то  $|\epsilon_2 \epsilon_3^{-1}| \ll \alpha$  и при расчете  $F_M$  потоки во внешних слоях не учитывают. В результате получим

$$F_M \approx \frac{2}{\beta(\infty)} \cdot \frac{n_3 \kappa_3}{n \kappa} (1 - A^{TM})^2 \Gamma_2 \gamma_2 \left| \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \right|^{3/2} \frac{p}{\alpha^{1/2}}. \quad (19)$$

Формула (19) показывает интересное отличие от случая  $|\epsilon_3| \ll |\epsilon_3^r|$ , где индуцированное внешними слоями изменение относительной разности КП (КУ) ортогональных мод пропорционально  $\alpha^{1/2}$  (формула (16)), а не  $\alpha^{-1/2}$ , как в данном случае. Абсолютная разность коэффициентов поглощения ортогональных мод пятислойного ПВ без учета поглощения во внутренних слоях  $\kappa^{TM} - \kappa^{TE} > 0$ , как и в предыдущем случае (формула (17)).

Если  $|\epsilon_3| \gg |\epsilon_3^r|$ , то  $F$  и  $R$  имеют следующий вид:

$$F \approx -4f^{-1}(s + \ln p) \frac{p}{\alpha}, \quad (20)$$

$$R \approx -4s^{-1}(s + \ln p) \frac{p}{\alpha}. \quad (21)$$

Для параксиальных мод  $F \approx 4\alpha^{-1}(1 + 2D)e^{-2D}$  и  $R = -F$ , т. е. без учета поглощения в металле с уменьшением  $D$  разность КП (КУ) увеличивается, а разность факторов оптического ограничения уменьшается. Факторы оптического ограничения ортогональных мод становятся равными при толщине промежуточного слоя, определяемой соотношением

$$(2D + 1)e^{-2D} = \alpha/4. \quad (22)$$

Зависимость решения (22) от  $\alpha$  представлена на рис. 3.

Для квазипредельных мод с  $N=0$ ,  $F \approx 8(\gamma_2 D - 1)e^{-2\gamma_2 D}(3\alpha)^{-1}$  и  $R \approx 4(\gamma_2 D - 1)e^{-2\gamma_2 D}(\alpha)^{-1}$ . Если  $N \neq 0$ , то для делокализованных мод  $R = F \approx 4(\gamma_2 D - 1)e^{-2\gamma_2 D}\alpha^{-1}$  и для локализованных мод  $R = 2F \approx 4(2\gamma_2 D - 1)e^{-2\gamma_2 D}\alpha^{-1}$ . Если поглощение в металле является несущественным, то влияние дополнительных металлических слоев на трехслойный симметричный ПВ приводит всегда к увеличению как разностей факторов оптического ограничения квазипредельных орто-



гональных мод, так и разностей КП (КУ) (рис. 5, а). Следовательно, согласование факторов оптического ограничения и КП (КУ) в данном случае невозможно. Таким образом, ситуация при  $|\epsilon_3| \gg |\epsilon_3^r|$  обратна ситуации при  $|\epsilon_3| \ll |\epsilon_3^r|$  ( $\epsilon_2 - \epsilon_3 \gg \epsilon_1 - \epsilon_2$ ), если поглощение во внешнем слое не учитывать.

Если несущественным является влияние перераспределения полей между внутренними слоями ( $|F| \ll |F_M|$ ), то знак изменения относительной разности КП зависит от знака  $\beta(\infty)$ . Относительная разность КУ всегда увеличивается и согласование КУ между собой невозможно. Большие значения  $\beta(D)/\beta(\infty)$  на рис. 5, б объясняются тем, что ТМ-мода поглощается в металле существенно сильнее, чем ТЕ-мода.

В заключение отметим, что представленные формулы можно успешно применить при выполнении условий (1) и (2) не только для качественного, но и для численного анализа. Для оценки точности приближенных формул проведено их сравнение с результатами, полученными с помощью численного решения комплексного характеристического уравнения ТЕ- и ТМ-мод на ЭВМ. Результаты машинного расчета представлены на рис. 4 и 5 штриховыми кривыми.

Автор глубоко благодарен К. К. Ребане за поддержку работы и В. Федосееву за обсуждение ее.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов А. С., Смирнов В. Л., Шмалько А. В. // Квантовая электроника, 1987, **14**, 1319—1360.
2. Федосеев В. Г., Адамсон П. В. // Квантовая электроника, 1982, **9**, 993—1004.
3. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М., Мир, 1984.
4. Федосеев В. Г., Адамсон П. В. // Квантовая электроника, 1983, **10**, 408—414.
5. Долгинов Л. М., Дракин А. Е., Елисеев П. Г., Свердлов Б. Н., Скрипкин В. А., Шевченко Е. Г. // Квантовая электроника, 1984, **11**, 645—647.
6. Свойства элементов. Часть 1. Физические свойства. М., Металлургия, 1976.
7. Адамсон П. В. // Изв. вузов. Радиофизика, 1985, **28**, 35.
8. Федосеев В. Г., Адамсон П. В. // ЖТФ, 1985, **55**, 1582—1591.

Институт физики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
20/VI 1988

P. ADAMSON

#### PLANAARSETE OPTILISTE LAINEJUHTIDE POLARISATSIOONI-KARAKTERISTIKUTE JUHTIMINE

Teoreetiliselt on vaadeldud täiendavate väliste dielektriliste ja metalliliste kihtide mõju ühesuguse sageduse ja indeksiga ТЕ- ja ТМ-moodide neeldumis(võimendus)koefitsientide erinevusele kolmekihilises planaarses optilises lainejuhis. On näidatud, et metallilised kihid viivad selle erinevuse suurenemisele, dielektriliste kihtide abil aga on võimalik ТЕ- ja ТМ-moodide neeldumis(võimendus)koefitsiente kooskõlastada.

P. ADAMSON

#### CONTROL OF POLARIZATION CHARACTERISTICS OF OPTICAL SLAB WAVEGUIDES

The influence of supplementary external dielectric and metallic layers on the relative difference of guided ТЕ and ТМ modes with equal frequencies and mode numbers of absorption (gain) coefficient  $A(G)C$  of symmetric optical slab waveguides has been investigated theoretically. The possibilities of matching and considerable dismatching of  $A(G)C$  and optical confinement factor (the relative part of longitudinal power flow in the guided layer) of ТЕ and ТМ modes are analyzed. It has been shown that metallic external layers increase the dismatching of  $A(G)C$ , yet the matching of  $A(G)C$  should be possible by using dielectric external layers.