

01;06.3;07

Режимы отсечки в планарных волноводах с усилением (поглощением)

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет
E-mail: sements@sv.uven.ru

В окончательной редакции 11 апреля 2002 г.

Получены условия отсечки в асимметричном планарном волноводе, содержащем усиливающий (поглощающий) волноведущий слой. Проведен численный анализ зависимости толщины и константы распространения при отсечке от уровня усиления (поглощения) в волноведущем слое.

Исследованию свойств оптических направляемых мод в планарных волноводных структурах с поглощением посвящено достаточно много работ [1–5]. В последнее время серьезное внимание уделяется активным волноводным структурам, обладающим усиливающими свойствами [6,7]. В частности, волноводные структуры на основе кремния, легированного эрбием, представляют интерес благодаря пику усиления вблизи длины волны $1.54\ \mu\text{m}$, где возможно взаимно компенсировать собственные и дисперсионные потери [8–10]. Наличие мнимой составляющей у диэлектрической проницаемости одного из слоев волноводной структуры приводит к комплексности константы распространения (КР) волноводных мод [2,11] и появлению поверхностных мод поляритонного типа [12]. Важной характеристикой волноводной структуры является толщина отсечки L_c , на которой мода из волноводной переходит в излучательную [1]. В традиционной трехслойной волноводной структуре с действительными диэлектрическими проницаемостями слоев толщине отсечки L_c соответствует минимальное значение КР, одинаковое для всех волноводных мод и равное $\beta_c = 2\pi/\lambda_1$, где λ_1 — длина световой волны в подложке. Наличие усиления (поглощения) в волноводе приводит к нарушению указанного соответствия. Детальный анализ условий модовой отсечки для подобных структур в литературе отсутствует. В настоящей работе на основе численного анализа исследуются

условия отсечки и соответствующие им волноводные характеристики планарного трехслойного волновода с активным волноведущим слоем.

1. Рассмотрим планарную волноводную структуру, состоящую из подложки, основного волноведущего слоя и покровной среды. Диэлектрические проницаемости подложки ε_1 и покровные среды ε_3 в исследуемом диапазоне частот являются вещественными, а волноводный слой характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 = \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2$. Расположим структуру таким образом, чтобы ось x была перпендикулярна границам раздела слоев. Граница между подложкой и основным слоем лежит в плоскости $x = -L$, а между основным слоем и покровной средой — в плоскости $x = 0$.

Компоненты электромагнитного поля волноводной моды, распространяющейся в направлении оси z , могут быть представлены следующим образом:

$$F_\alpha(x, z, t) = \Phi_\alpha(x) \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (1)$$

где $\alpha = x, y, z$, $\beta = \beta_1 + i\beta_2$ — комплексная КР, мнимая часть которой определяет затухание ($\beta_2 < 0$) или усиление ($\beta_2 > 0$) моды, а действительная часть — ее фазовую скорость; $\Phi_\alpha(x)$ — компоненты векторной профильной функции, определяющей распределение поля моды по толщине волновода. Величину β_1 обычно называют константой распространения поглощающего (усиливающего) волновода. Для ТЕ моды под компонентой F_y будем понимать компоненту электрического поля E_y , а для ТМ моды — компоненту магнитного поля H_y . Для выбранной геометрии волновода данная компонента является поперечной по отношению к направлению распространения и тангенциальной по отношению к границе раздела слоев. Соответствующая компонента профильной функции в этом случае имеет вид:

$$\Phi_y(x) = A \begin{cases} \exp(-qx), & x \geq 0, \\ \left[\cos hx - \frac{\xi q}{h} \sin hx \right], & -L \leq x \leq 0, \\ \left(\cos hL + \frac{\xi q}{h} \sin hL \right) \exp[p(x + L)], & x \leq -L, \end{cases} \quad (2)$$

где A — нормировочная константа, а параметр $\xi = 1$ для ТЕ и $\xi = \varepsilon_2/\varepsilon_3$ для ТМ мод. Поперечные компоненты волнового вектора в каждом из слоев структуры p , h и q являются в рассматриваемом

случае комплексными величинами. Их действительные и мнимые части определим следующим образом:

$$\begin{aligned} (p', h', q') &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(u_j^2 + v_j^2)^{1/2} + u_j]^{1/2}, \\ (p'', h'', q'') &= \pm \frac{1}{\sqrt{2}} [(u_j^2 + v_j^2)^{1/2} - u_j]^{1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где введенным параметрам p , q и h соответствуют индексы $j = 1, 2, 3$, а также

$$u_j = (-1)^j (k_0^2 \varepsilon_j' - \beta_1^2 + \beta_2^2), \quad v_j = (-1)^j (k_0^2 \varepsilon_j'' - 2\beta_1 \beta_2),$$

где $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме. Для z -компонент поля волноводных мод в соответствии с уравнениями Максвелла справедливы соотношения: $F_z(x) = \pm i(\gamma(x)k_0)^{-1} dF_y/dx$, где верхний знак и $\gamma(x) = 1$ для всех слоев волноводной структуры соответствуют H_z компоненте ТЕ мод, а нижний знак и $\gamma(x) = \varepsilon_j$ соответствует E_z компоненте ТМ мод.

2. Для непоглощающей волноводной структуры параметры p , q и h являются действительными величинами. Условием отсечки в этом случае является равенство $p = 0$, при выполнении которого мода становится излучательной в подложку. Толщина отсечки L_c находится из дисперсионного уравнения, получаемого из граничных условий для тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей в структуре, при $p = 0$. Потеря структурой волноводных свойств имеет место также при значении $h = 0$, на котором тригонометрические решения в волноведущем слое переходят в гиперболические и поэтому нарушается условие непрерывности компонент поля с убывающими при удалении от слоя амплитудами.

В рассматриваемом случае комплексных параметров p , q и h из соотношений (2) следует, что волноводная мода становится излучательной в подложку при $p' = 0$, а излучательной в покровную среду — при $q' = 0$. Нарушение волноводных свойств у структуры в целом (по аналогии с непоглощающей структурой) имеет место при $h' = 0$. Выполнение указанных равенств, в соответствии с (3), требует выполнения условий: $u_j \leq 0$, $v_j = 0$. Из этого следует, что

в условиях волноводного режима распространения излучения КР и модовое затухание подчиняются следующим условиям:

$$0 \leq \beta_1 \leq k_0 \sqrt{\frac{|\varepsilon_2| + \varepsilon'_2}{2}}, \quad 0 \leq \beta_2 \leq k_0 \sqrt{\frac{|\varepsilon_2| - \varepsilon'_2}{2}}. \quad (4)$$

Появление излучательных мод подложки и (или) покровной среды имеет место при $\beta_2 = 0$ и выполнении соответственно неравенств

$$k_0 \sqrt{\varepsilon_3} \leq \beta_1 \leq k_0 \sqrt{\varepsilon_1}, \quad 0 \leq \beta_1 \leq k_0 \sqrt{\varepsilon_3}, \quad (5)$$

где для определенности дальнейшего анализа примем, что $\varepsilon'_2 > \varepsilon_1$. Таким образом, для нахождения толщины отсечки при наличии усиления необходимо решить дисперсионное уравнение, в котором параметры p , q и h отвечают указанным выше условиям отсечки, т. е.

$$h_c L_c = \arctg\left(\frac{\eta p_c}{h_c}\right) + \arctg\left(\frac{\xi q_c}{h_c}\right) + m\pi. \quad (6)$$

Здесь $\eta = 1$ для ТЕ мод и $\eta = \varepsilon_2/\varepsilon_1$ для ТМ мод, а $p_c = \sqrt{\beta_1^2 - k_0^2 \varepsilon_1}$, $q_c = \sqrt{\beta_1^2 - k_0^2 \varepsilon_3}$, $h_c = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_2 - \beta_1^2}$ при $\beta_2 = 0$. Уравнение (6) является комплексным и разделение его на действительную и мнимую части позволяет получить два уравнения для искомых параметров L_c и β_{1c} . Эти уравнения не имеют аналитического решения и в силу их громоздкости не приведены. Их анализ возможен на основе численного решения и представлен ниже в виде графических зависимостей некоторых волноводных характеристик.

3. Для численного анализа режима отсечки в исследуемой волноводной структуре выберем для определенности $\varepsilon_1 > \varepsilon_3$, что означает отсечку при переходе волноводной моды в излучательную на границе волноведущего слоя с подложкой. Значения параметров структуры и излучения выберем следующими: $\varepsilon_1 = 14.44$, $\varepsilon_2 = (3.86 + in_2'')^2$, $\varepsilon_3 = 1.00$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, что отвечает реальной волноводной структуре с кремниевой подложкой и активным волноведущим слоем на основе легированного кремния [10]. Положительный и отрицательный знаки n_2'' отвечают случаям усиления и поглощения соответственно. На рис. 1 представлены зависимости КР и модового усиления ТЕ (сплошные кривые) и ТМ (пунктирные) мод с модовыми индексами $m = 0, 1, 2, 3$ при

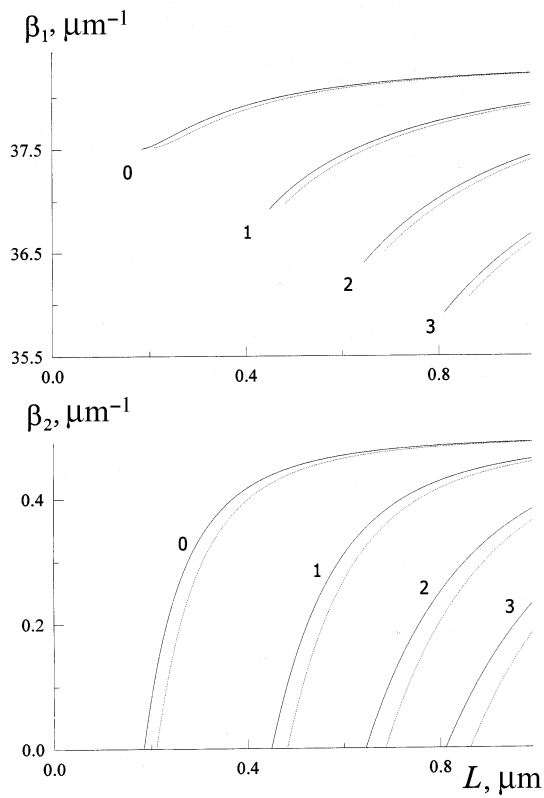


Рис. 1. Зависимости КР и модового усиления от толщины волноведущего слоя для первых четырех ТЕ (сплошные кривые) и ТМ (пунктир) мод при $n_2'' = 0.05$.

значении коэффициента усиления $n_2'' = 0.05$. Из приведенных кривых следует, что значения КР на толщине отсечки β_{1c} для мод разных порядков, в отличие от непоглощающего волновода, уже неодинаковы. С увеличением номера моды отсечка наступает при больших толщинах волновода и меньших значениях КР, что приводит к существенному расширению области значений КР, для которых реализуются волновод-

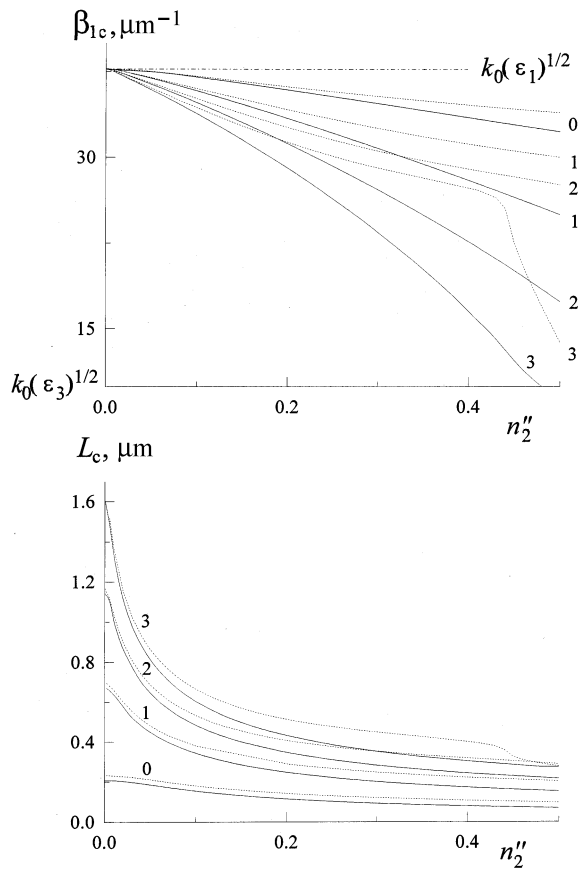


Рис. 2. Зависимости КР и толщины волновода при отсечке от n_2'' для первых четырех ТЕ (сплошные кривые) и ТМ (пунктир) мод.

ные режимы. При фиксированной толщине L волноведущего слоя ТЕ моды имеют большие значения КР и модового усиления по сравнению с ТМ модами. Анализ также показывает, что рост усиления в основном слое приводит не только к возрастанию разницы $\Delta\beta_{1,2} = \beta_{1,2}^{TE} - \beta_{1,2}^{TM}$, но и к появлению особенностей в поведении ТМ моды вблизи отсечки: замедлению роста КР с увеличением толщины L . Кроме этого, при

заданном n_2'' излучательные моды подложки для ТЕ мод появляются при меньших толщинах, чем для ТМ мод.

На рис. 2 приведены зависимости от параметра n_2'' константы распространения β_{1c} и толщины волновода L_c при отсечке для ТЕ (сплошные кривые) и ТМ (пунктир) мод с индексами $m = 0, 1, 2, 3$. Начальные значения (при $n_2'' = 0$) параметров $\beta_{1c} = k_0\sqrt{\varepsilon_1}$ и L_c для всех мод соответствуют случаю прозрачной волноводной структуры. Видно, что указанные параметры для ТЕ мод практически монотонно убывают с ростом n_2'' , причем для мод высших порядков это убывание происходит быстрее. Для ТМ мод эта монотонность нарушается. Появление излома в зависимости $\beta_{1c}(n_2'')$ и ступеньки в зависимости $L_c(n_2'')$ для ТМ₃ моды связано с приближением к границе режима излучательных мод покровной среды: $\beta_{1c} = k_0\sqrt{\varepsilon_3}$. Такой же излом появляется с ростом n_2'' для каждой последующей ТМ моды низшего порядка. Это приводит к тому, что ТМ моды разного порядка, отличающегося на единицу (ТМ₂ и ТМ₃ на рис. 2, *b*), могут иметь одну и ту же толщину отсечки и разные критические значения КР β_{1c} . В случае поглощающего волноведущего слоя ($n_2'' < 0$) зависимости от его толщины модовых констант распространения и затухания аналогичны приведенным на рис. 1, с той лишь разницей, что β_2 в этом случае принимает отрицательные значения. Отметим также, что интервал значений параметра n_2'' на рис. 2 больше соответствует волноводам с поглощением. Для усиливающих сред $n_2'' \ll 1$, поэтому лишь начальный участок приведенных зависимостей может отвечать волноводным структурам с усилением.

Рассмотренные особенности режимов отсечки для обеих ортогональных поляризаций мод в волноводной структуре с усиливающим (поглощающим) волноведущим слоем могут быть использованы при создании активных оптоэлектронных устройств на основе структур типа диэлектрик–полупроводник–диэлектрик.

Список литературы

- [1] *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [2] *Reisinger A.* // Appl. Opt. 1973. V. 12. N 5. P. 1015–1025.
- [3] *Адамсон П.В.* // Опт. и спектроскоп. 1989. Т. 66. В. 5. С. 1172–1174.
- [4] *Семенцов Д.И., Шутый А.М.* // Опт. и спектроскоп. 1996. Т. 81. № 1. С. 153–159.

- [5] Семенцов Д.И., Шутый А.М., Санников Д.Г. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 21. С. 8–14.
- [6] Федосеев В.Г., Адамсон П.В. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 12. С. 2546–2549.
- [7] Visser T.D., Blok H., Lenstra D. // IEEE J. of Quant. Electron. 1995. V. 31. № 10. P. 1803–1810.
- [8] Nykolak G., Haner M., Becker P. // Photon. Technol. Lett. 1993. V. 5. P. 1185–1187.
- [9] Светлов С.П., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 1. С. 84–89.
- [10] Zhao X., Komuro S., Isshiki H. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. N 1. P. 120–122.
- [11] Schlereth K.H., Tacke M. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1990. V. 26. N 4. P. 627–630.
- [12] Burke J.J., Stegeman G.I., Tamir T. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 8. P. 5186–5201.