

ласованием. Указаны условия, при которых в резонаторе существуют волновые возмущения с частотами, зависящими от направления распространения.

Авторы благодарны В.И. Ткаченко и А.Я. Кириченко за полезные обсуждения.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наукова Думка, 1984. 192 с.
- [2] Пожела Ю.К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука, 1977. 368 с.
- [3] Бразис Р.С. // Лит. физ. сборник. 1981. Т. 21. № 1. С. 73-117.
- [4] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Мельник В.Н., Олефир В.П. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 11. С. 2195-2201.
- [5] Гирка В.А., Гирка И.А., Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 5. С. 1031-1035.
- [6] Гирка В.А., Гирка И.А., Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И. // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. № 2. С. 296-299.
- [7] Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Остриков К.Н. В кн.: Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниками и полупроводниково-диэлектрическими структурами. Труды Ш всес. школы-семинара. Саратов, 1988. Саратов: СГУ, 1988, ч. 2, с. 67-68.

Харьковский государственный  
университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию  
18 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15 вып. 14

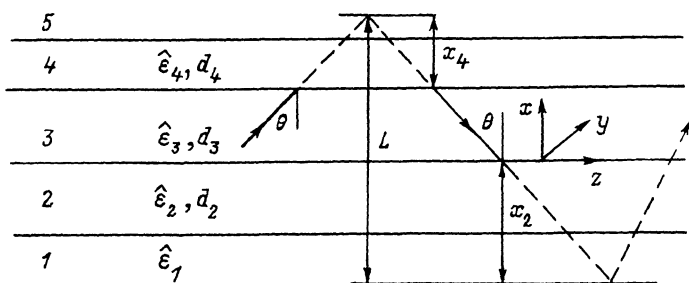
26 июля 1989 г.

01; 06.3; 07

### ЛУЧЕВОЙ МЕТОД РАСЧЕТА ЗАТУХАНИЯ (УСИЛЕНИЯ) НАПРАВЛЯЕМЫХ МОД ПЯТИСЛОЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

П.В. Адамсон

Четырех- и пятислойные плоские диэлектрические волноводные структуры нашли ряд ценных применений как в интегральной оптике, так и в полупроводниковых гетероплазерах [1, 2]. Поэтому методы расчета их характеристик, в частности затухания мод, представляют значительный интерес, тем более, что развитие в электромагнитной теории диэлектрических волноводов методы не



Поперечный разрез пятислойной волноводной структуры.

дают наглядной физической картины процесса затухания и требуют трудоемких вычислений [3, 4]. Соответствующие формулы получены лишь для симметричного случая [5].

В то же время лучевые методы, разработанные, например, для трехслойных (однопеночных) волноводов [1, 6], дают возможность на основе физических соображений просто и наглядно получить все основные характеристики мод. Цель данного сообщения – показать, как в рамках лучевого подхода пописывать затухание мод волноводов с несколькими несущими слоями. Поскольку излагаемый метод одинаково применяется как для ТЕ-, так и для ТМ-мод, ограничимся рассмотрением только ТЕ-поляризации.

Направляемую моду представим в центральном слое 3 (см. рисунок,  $\hat{\epsilon}_p = \epsilon_p - i\epsilon_p''$  – комплексные диэлектрические проницаемости слоев  $p = 1, 2, 3, 4, 5$ ;  $\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3 > \epsilon_4 > \epsilon_5$ ;  $|\epsilon_p''| \ll \epsilon_p$ ;  $d_{2,3,4}$  – толщины слоев) с помощью зигзагообразно распространяющегося светового пучка, поле которого изменяется по закону  $\exp[i(\omega t - \beta z - k_3 x)]$ , где  $\omega$  – угловая частота,  $\beta = \omega c^{-1} \epsilon_3^{1/2} \sin \theta$  – постоянная распространения моды,  $k_3 = \omega c^{-1} \epsilon_3^{1/2} \cos \theta$  – поперечная составляющая волнового вектора луча,  $\theta$  – угол падения луча,  $c$  – скорость света в вакууме. Изложим метод на примере мод, образующихся в результате полного внутреннего отражения от границ раздела 3 – 2, 3 – 4 ( $\epsilon_3 > (c\omega^{-1}/\beta)^2 > \epsilon_2$ ).

Коэффициент затухания  $\alpha$  зигзагообразно распространяющегося луча определяется формулой

$$\alpha = \alpha_3 + (1 - R_{32}R_{34})(2L \operatorname{tg} \theta)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\alpha_3 = \omega c^{-1} \epsilon_3^{1/2} \epsilon_3''$  – коэффициент поглощения материала слоя 3,  $R_{3l}$  – энергетический коэффициент отражения луча от границы раздела 3 –  $l$  с учетом многократных отражений в слое  $l$ ,  $L = d_3 + X_2 + X_4$  – эффективная толщина пятислойного волновода,  $X_l$  – кажущаяся глубина проникновения луча в крайние слои во время сдвига Гооса-Хенхен,

$$\chi_l = (\operatorname{tg} \theta)^{-1} \frac{\partial \varphi_{3l}}{\partial \beta}, \quad (2)$$

где  $2\varphi_{3l}$  — изменение фазы при отражении на границе 3 —  $l$ .  
Следуя [7],

$$\operatorname{tg} \varphi_{3l} = \frac{k_l}{k_3} \left( \frac{1 + k_l k_m^{-1} \operatorname{th} k_l d_l}{k_l k_m^{-1} + \operatorname{th} k_l d_l} \right); \quad (3)$$

таким образом, для  $\chi_l$  получим

$$\chi_l = (k_l c_l)^{-1} \left[ 1 - A_l^2 \rho_l^2 - 4k_3^2 (k_3^2 + k_l^2)^{-1} (k_l d_l + k_l k_m^{-1}) A_l \rho_l \right], \quad (4)$$

$$c_l = (1 - A_l \rho_l)^2 + 4k_l^2 (k_3^2 + k_l^2)^{-1} A_l \rho_l, \quad (5)$$

$$A_l = (k_m - k_l)(k_m + k_l)^{-1}, \quad \rho_l = \exp(-2k_l d_l), \quad k_{l,m}^2 = \beta^2 - (\omega c^{-1})^2 \varepsilon_{l,m}. \quad (6)$$

Здесь и в дальнейшем  $m = 1$ , если  $l = 2$  и  $m = 5$ , если  $l = 4$ .  
Выражение для  $R_{3l}$  имеет следующий вид [7]:

$$R_{3l} = \left| \frac{\hat{r}_{3l} + \hat{r}_{lm} \exp(-2\hat{k}_l d_l)}{1 + \hat{r}_{3l} \hat{r}_{lm} \exp(-2\hat{k}_l d_l)} \right|^2, \quad (7)$$

где  $\hat{r}_{3l}$  и  $\hat{r}_{lm}$  выражаются через френелевские коэффициенты отражения для комплексных амплитуд на границах раздела 3 —  $l$  и  $l$  —  $m$  соответственно. Однако при применении комплексных формул Френеля необходимо иметь в виду следующее важное обстоятельство. Диэлектрические волноводы, как правило, являются слабопоглощающими, в которых затухание мод происходит таким образом, что их поперечная структура, т.е. относительное распределение поля в поперечном направлении, в первом приближении не изменяется (остается таким же, как в случае без потерь). Последнее определяется поперечной составляющей волнового вектора луча  $k_3$ . Следовательно, величина  $\hat{k}_3$  должна быть действительной. С учетом этого выражения для  $\hat{r}_{3l}$  и  $\hat{r}_{lm}$  следует представить в виде

$$\hat{r}_{3l} = (k_3 + i\hat{k}_l)(k_3 - i\hat{k}_l)^{-1}, \quad \hat{r}_{lm} = (\hat{k}_l - \hat{k}_m)(\hat{k}_l + \hat{k}_m)^{-1}, \quad (8)$$

$$\hat{k}_{l,m}^2 = (\omega c^{-1})^2 (\hat{\varepsilon}_3 - \hat{\varepsilon}_{l,m}) - k_3^2. \quad (9)$$

Ввиду малости величины  $|\varepsilon_p''|$  ( $|\varepsilon_p''| \ll \varepsilon_p$ ) влияние мнимых частей в (7) можно рассматривать как возмущение. Разлагая (7) в

ряд по малым параметрам  $|\varepsilon_p''|$  и сохраняя только линейные по  $|\varepsilon_p''|$  члены, получим

$$R_{32} = 1 - 2\omega c^{-1} k_3^{-1} \left[ L_2 (\varepsilon_2^{1/2} x_2 - \varepsilon_3^{1/2} x_3) + L_m (\varepsilon_m^{1/2} x_m - \varepsilon_3^{1/2} x_3) \right], \quad (10)$$

$$L_2 = k_3^2 \left[ 1 - A_2^2 \rho_2^2 - k_2 (d_2 + k_m (k_m^2 - k_2^2)^{-1}) A_2 \rho_2 \right] \left[ (k_3^2 + k_2^2) k_2 C_2 \right]^{-1}, \quad (11)$$

$$L_m = 4k_3^2 k_2^2 \rho_2 \left[ k_m (k_3^2 + k_2^2) (k_2 + k_m)^2 C_2 \right]^{-1}, \quad (12)$$

$x_{l,m} = \omega c^{-1} \varepsilon_{l,m}^{-1/2} \varepsilon_{lm}''$  - коэффициенты поглощения материалов слоев  $l$  и  $m$ . Подставляя (10) в (1), приходим к результату

$$x = (\sin \theta)^{-1} \sum_{p=1}^5 (\varepsilon_p \varepsilon_3^{-1})^{1/2} \Gamma_p x_p, \quad (13)$$

$$\Gamma_3 = L^{-1} \left( d_3 + \sum_{l=2,4} (x_l - L_l - L_m) \right), \quad \Gamma_{l,m} = L^{-1} L_{l,m}. \quad (14)$$

Прямой расчет показывает, что  $\Gamma_p = S_p S^{-1}$ , где  $S_p$  - парциальный продольный поток усредненной по времени мощности моды в  $p$ -м слое и  $S = \sum_{p=1}^5 S_p$  - полный поток. Итак, величина  $\Gamma_p$  представляет собой относительную долю полного потока мощности моды в  $p$ -м слое волноводной структуры ( $\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4 + \Gamma_5 = 1$ ).

Представленные формулы можно применить и для мод, у которых в качестве одной или двух границ раздела, где происходит полное внутреннее отражение, выступают внешние границы раздела  $l-m$ . При этом необходимо учитывать, что величина  $k_l$  является чисто мнимой ( $k_l = i((\omega c^{-1})^2 \varepsilon_l - \beta^2)^{1/2}$ ), если  $\beta^2 < (\omega c^{-1})^2 \varepsilon_l$ . Поэтому в формулах нужно сделать замену  $k_l \rightarrow i k_l$  и преобразовать их так, что мнимая единица  $i$  сократится. Выражение, описывающее затухание в волноводах с двумя несущими слоями (четырёхслойная структура), получается, когда одна из толщин  $d_l \rightarrow \infty$ . Если обе толщины  $d_{2,4} \rightarrow \infty$ , то формулы переходят в соответствующие выражения трёхслойного волновода [8].

Результаты расчетов методами электромагнитной теории (во-первых, на основе хорошо известной из классической электродинамики формулы для тепловых потерь [3], и, во-вторых, с учетом влияния мнимых частей диэлектрических проницаемостей в дисперсионном уравнении пятислойного волновода методом возмущений)

точно совпадают с формулой (13). Таким образом, представленный в данной работе лучевой метод правильно описывает затухание мод в четырех- и пятислойных волноводах, обладая при этом существенными преимуществами – простотой и наглядностью.

В заключение отметим, что полученные формулы применимы и для расчета усиления света в тонкопленочных лазерах, в частности на полупроводниковых гетероструктурах.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А д а м с М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [2] K r e s s e l Н., B u t l e r J.K. Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs. N.Y.: Academic Press. 1977.
- [3] В з я т ы ш е в В.Ф. Диэлектрические волноводы. М. Сов. радио, 1970. 216 с.
- [4] Г о н ч а р е н к о А.М., К а р п е н к о В.А. Основы теории оптических волноводов. Минск: Наука и техника, 1983. 237 с.
- [5] Б е л а н о в А.С. // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 2. С. 398-412.
- [6] У н г е р Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
- [7] Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [8] Ф е д о с е е в В.Г., А д а м с о н П.В. // Квант. электрон. 1982. Т. 9. № 5. С. 993-1005.

Институт физики АН ЭССР,  
Тарту

Поступило в Редакцию  
6 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 14

26 июля 1989 г.

07

### ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АМОРФНОГО АЛМАЗОПОДОБНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО УГЛЕРОДА

А.А. Б а б а е в, М.Ш. А б д у л в а г а б о в

Интерес к аморфным гидрогенизированным полупроводникам в последние годы возрастает в связи с их широким использованием в электронике.

Исследования энергетического распределения локализованных состояний в запрещенной зоне и природы структурных дефектов методом фотолюминесценции (ФЛ) в пленках  $a\text{-Si:H}$ ,  $a\text{-SiC:H}$ ,  $a\text{-SiN:H}$ ,  $a\text{-Ge:H}$  показали, что излучательные переходы между локализованными состояниями, обусловленные дефектами структуры, являются в основном туннельными.