

07;09

©1993 г.

## РАСЧЕТ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ МОДУЛЯЦИИ ВОЛОКОННОГО СВЧ МОДУЛЯТОРА

*Д.Г.Лукаш, В.Н.Филиппов, В.М.Николаев*

Проведен теоретический анализ работы волоконного СВЧ модулятора на основе эффекта Фарадея. Получено условие, выполнение которого обеспечивает максимальную ширину полосы модуляции. Для СВЧ генератора с длиной волны 3 см сделан численный расчет основных характеристик модулятора.

В настоящее время при создании оптических линий сбора данных волоконно-оптических датчиков, волоконных лазеров и усилителей часто возникает проблема высокочастотной модуляции оптического излучения по интенсивности непосредственно в волокне. Для ее решения, как правило, используют модуляторы, принцип действия которых основан на использовании фотоупругого эффекта [1]. Предельная величина рабочей частоты для таких устройств ограничена сотнями мегагерц, что связано со снижением акустооптического фактора качества с ростом частоты модуляции.

Магнитооптические модуляторы по сравнению с акустооптическими позволяют достичь более высоких рабочих частот, поэтому они представляют значительный интерес. В работе [2] приведены результаты эксперимента по магнитооптической модуляции в диапазоне радиочастот. Настоящая работа посвящена проблемам магнитооптической СВЧ модуляции.

Рассмотрим магнитооптический СВЧ модулятор следующей конструкции. Пусть он состоит из одномодового анизотропного оптического волокна с линейным двулучепреломлением, которое размещено внутри прямоугольного СВЧ волновода вдоль его оси около узкой стенки. В волноводе возбужден основной тип колебаний. В любой фиксированный момент времени величина амплитуды продольной составляющей магнитной компоненты СВЧ поля в волноводе меняется вдоль длины волновода по гармоническому закону. Это приводит к возникновению связи поляризационных мод в оптическом волокне (за счет эффекта Фарадея). Коэффициент этой связи меняется во времени с частотой СВЧ поля, т.е. имеет место поляризационная модуляция. Выделяя с помощью волоконного поляризатора [3] только одну поляризационную моду, можно преобразовать поляризационную модуляцию в амплитудную. Таким образом

можно осуществить модуляцию по интенсивности света, распространяющегося непосредственно в оптическом волокне.

В работе [2] проведен теоретический расчет подобного устройства с помощью теории связанных мод. Однако вопрос о ширине полосы модуляции в [2] подробно не рассматривался.

Данная работа посвящена теоретическому анализу ширины полосы модуляции описанного выше волоконного СВЧ модулятора с учетом волноводной дисперсии.

В [2] показано, что если на входе рассматриваемого нами модулятора возбудить только одну поляризационную моду, то его коэффициент пропускания по интенсивности будет иметь следующий вид:

$$T = \left[ \frac{kL \sin(\Delta\beta L/2)}{(\Delta\beta L/2)} \right]^2 \quad (\text{при } kL \ll 1), \quad (1)$$

где  $L$  — длина участка волокна, помещенного в волновод;  $k$  — коэффициент связи поляризационных мод.

В дальнейшем, не ограничивая общности рассуждения, будем полагать, что на входе модулятора возбуждена “медленная” мода, т.е. для постоянных распространения поляризационных мод выполняется условие  $\beta_1 > \beta_2$ . При этом, согласно [2], магнитооптическое взаимодействие приводит к сдвигу частоты вверх ( $\omega_2 = \omega_1 + \omega_m$ , где  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и  $\omega_m$  — частоты колебаний векторов электрического поля оптических поляризационных мод и СВЧ поля соответственно). В этом случае  $\Delta\beta$  имеет вид

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_1 + \omega_m) - \beta_1(\omega_1) \pm \beta_m(\omega_m), \quad (2)$$

где  $\beta_m$  — постоянная распространения СВЧ поля, знак “плюс” соответствует случаю встречного распространения света и СВЧ волны, “минус” — сонаправленного.

Таким образом, в результате магнитооптического взаимодействия часть энергии из возбужденной первой поляризационной моды перейдет во вторую со сдвигом частоты вверх на  $\omega_m$ . Однако в реальном СВЧ модуляторе имеет место обмен энергией между модами ввиду наличия  $h$ -параметра. Поэтому вторая мода будет содержать помимо составляющей комбинационной частоты  $\omega_1 + \omega_m$  еще и компоненту с несущей частотой  $\omega_1$ , причем амплитуда последней будет намного больше. Пусть  $E^*$  и  $E$  — амплитуды напряженностей электрического поля на выходе модулятора частот  $\omega_1$  и  $\omega_1 + \omega_m$  соответственно. С учетом усреднения по  $\omega$  интенсивность на выходе модулятора примет вид  $E^2 + 2E \cdot E^* \cos(\omega_m t + \varphi) + E^{*2} \approx E^{*2} + 2EE^* \cos(\omega_m t + \varphi)$ , где  $\varphi$  — разность фаз при  $t = 0$ . Таким образом, имеет место модуляция интенсивности выходного излучения с частотой  $\omega_m$  и глубиной  $m = E/E^*$ .

С другой стороны, коэффициент пропускания  $T$  пропорционален  $E^2$ , а следовательно, и  $m^2$ . Согласно формулам (1) и (2)  $T$  является функцией частоты модуляции  $\omega_m$ . Если спектр модулирующего СВЧ сигнала лежит в таком диапазоне частот, где  $T \approx \text{const}$ , то такой сигнал можно восстановить без искажений. Поэтому зависимость  $T(\omega_m)$  можно рассматривать как модуляционную характеристику волоконного СВЧ модулятора.

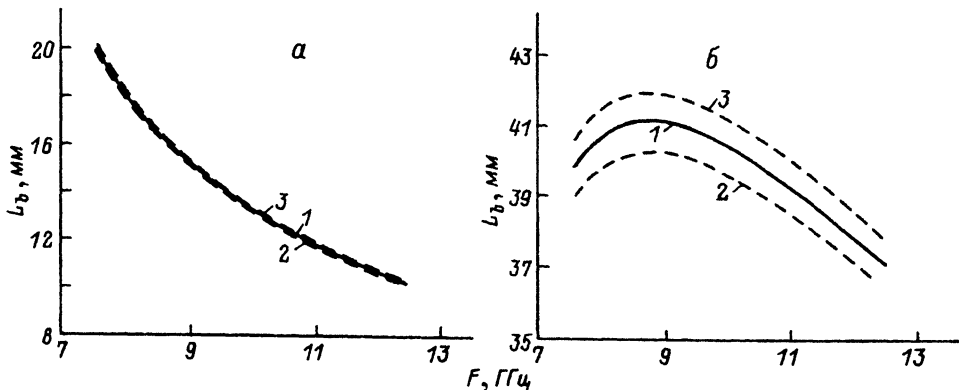


Рис. 1. Зависимость длины биений волокна  $L_b$  от частоты СВЧ-поля  $F$  при  $\Delta\beta L/2 = 0(1)$ ,  $\Delta\beta L/2 = -\pi(2)$ ,  $\Delta\beta L/2 = \pi(3)$  для случая встречного (а) и сонаправленного (б) распространения света и СВЧ поля.

Под полосой модуляции будем подразумевать интервал частот, в котором  $(\Delta\beta L/2)$  меняется от  $-\pi$  до  $\pi$ , а под эффективностью — максимальный коэффициент пропускания, равный, согласно (1),  $(kL)^2$ .

Как видно из формулы (1), для повышения эффективности модуляции необходимо увеличивать длину волокна  $L$ . Однако при этом неизбежно сужение полосы модуляции. Покажем, что при оптимальном выборе параметров модулятора можно обеспечить максимально широкую полосу модуляции при любой заданной эффективности.

Оценим ширину полосы модуляции. Будем полагать, что в рассматриваемом диапазоне частот  $\omega_m$  существует лишь основной тип СВЧ колебаний. Следует сразу отметить, что дисперсия в световоде намного слабее СВЧ дисперсии, поэтому изменения  $\beta_2$ , возникающие при вариациях  $\omega_m$ , можно считать линейными. При этом  $\Delta\beta$  принимает вид

$$\Delta\beta = \beta_2(\omega_1) + \beta_2(\omega_1) \frac{\omega_m}{\omega_2} - \beta_1(\omega_1) \pm \beta_m(\omega_m). \quad (3)$$

Коэффициент пропускания максимален, как следует из (1), при выполнении условия фазового синхронизма. В этом случае  $\Delta\beta = 0$  и выражение (3) с учетом того, что

$$L_b = \frac{2\pi}{\beta_2(\omega_1) - \beta_1(\omega_1)},$$

можно записать как

$$L_b = \frac{\Lambda_w(\omega_m)}{1 \pm v_m(\omega_m)/v}, \quad (4)$$

где  $L_b$  — длина поляризационных биений в анизотропном волокне,  $\Lambda_w$  — длина волны в СВЧ волноводе,  $v$  — фазовая скорость любой поляризационной моды ( $v = \omega_1/\beta_1 = \omega_2/\beta_2$  с точностью до членов порядка  $\omega_m/\omega_1$ ).

В любой точке, которая принадлежит функции (4), выполняется условие фазового синхронизма и коэффициент пропускания максимален. Аналогичным образом можно построить зависимости  $L_b = f(\omega_m)$  при  $(\Delta\beta L)/2 = \pm\pi$ . Согласно формуле (1), точки, принадлежащие этим кривым, соответствуют  $T = 0$ . Таким образом, изменяя частоту СВЧ поля

от центральной до ближайших к ней частот, на которых  $T = 0$ , мы сможем оценить ширину полосы модуляции по уровню 0.

Поскольку, согласно (2),  $\Delta\beta$  зависит от направления распространения СВЧ волны, то возникает вопрос, какое взаимное направление распространения света и СВЧ волны обеспечит более широкую полосу модуляции. Для его решения разложим функцию  $\Delta\beta(\omega_m)$ , определенную формулой (3), по степеням  $\delta\omega_m$  в точке  $\omega_m = \omega_m^*$ , для которой  $\Delta\beta(\omega_m^*) = 0$ ,

$$\Delta\beta(\omega_m^* + \delta\omega_m) = \beta_2 \frac{\delta\omega_m}{\omega_m} \pm \frac{d\beta_m}{d\omega_m} \delta\omega_m + A\delta\omega_m^2, \quad \omega_m = \omega_m^*, \quad (5)$$

где знак “минус” соответствует сонаправленному, “плюс” — встречному направлению световой и СВЧ волн,  $A$  — вторая производная от  $\Delta\beta$  в некоторой точке интервала  $\omega_m^* \dots \omega_m + \delta\omega_m$ .

Очевидно, что если слагаемые имеют разные знаки, то их изменения хотя бы частично компенсируют друг друга. Поэтому использование сонаправленных волн может обеспечить более широкую полосу модуляции. Наиболее полной эта компенсация будет при совпадении фазовой скорости света и групповой скорости СВЧ. При этом первое слагаемое в формуле (5) обращается в нуль, обеспечивая наиболее широкую полосу модуляции. Следует отметить, что этот вывод справедлив лишь для малых  $(\delta\omega_m/\omega_m)$  ввиду дифференциального характера соотношения (5). Но именно этот случай представляет практический интерес, так как при этом мало  $\Delta\beta$ , что позволяет увеличивать длину волокна и повышать эффективность модуляции. Для случая  $(\delta\omega_m/\omega_m) \simeq 1$  выполнение условия равенства фазовой скорости света и групповой скорости СВЧ волны в общем случае не обеспечивает наиболее широкую полосу модуляции. Однако в этом случае можно ожидать, что форма модуляционной кривой будет наиболее П-образной, так как в той области частот, которая достаточно близко  $((\delta\omega_m)/\omega_m \ll 1)$  прилегает к максимуму, изменения  $\Delta\beta$  и соответственно  $T$  будут по-прежнему минимальны.

Таким образом, при расчете волоконного СВЧ модулятора для получения наиболее широкой полосы необходимо обеспечить выполнение условия  $\Delta\beta \simeq 0$  в максимально широком диапазоне частот. Следует от-

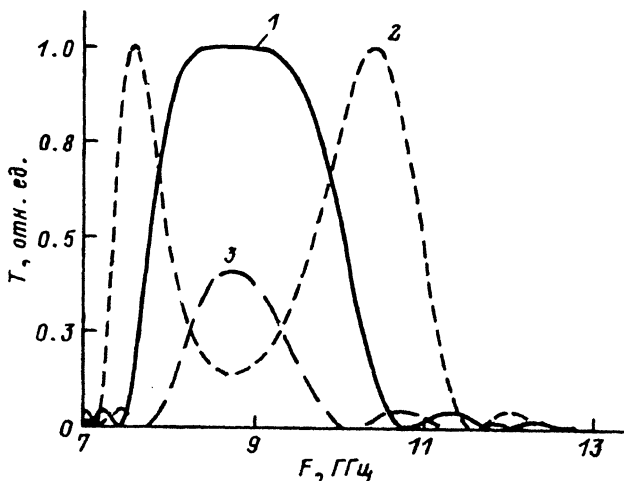


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания  $T$  от частоты СВЧ поля  $F$  при  $L_b = 41.14$  (1), 40 (2), 42 мм (3) для случая сонаправленного распространения света и СВЧ поля.

метить, что это возможно лишь в точке максимума функции (4), абсцисса которой и будет центральной частотой модуляции.

Для иллюстрации этих рассуждений был проведен численный расчет зависимости оптимальной ( $\Delta\beta = 0$ ) длины поляризационных биений в оптическом волокне как функция частоты СВЧ поля для модулятора со следующими параметрами: длина волокна 1 м, коэффициент преломления сердцевины волокна 1.5, диапазон частот СВЧ поля 7...13 ГГц.

Результаты расчетов приведены на рис. 1, а, б. Как видно из рис. 1, а, в случае встречного распространения кривая  $L_b(F)$  при  $\Delta\beta = 0$  монотонно убывающая. Ширина полосы модуляции от частоты зависит слабо и равна примерно 200 МГц. При сонаправленном распространении (рис. 1, б) зависимость  $L_b = L_b(F)$  имеет максимум при  $F = 8.75$  ГГц, равный 41.14 мм.

На рис. 2 построены зависимости нормированного коэффициента пропускания модулятора  $T$  от частоты СВЧ поля  $F$  для разных длин поляризационных биений волокна  $L_b$  для случая сонаправленного распространения.

Заметим, что для большей наглядности рисунков выбрано короткое волокно (1 м). Условие малости  $(\delta\omega_m)/\omega_m$  при этом не выполняется. Поэтому ширина полосы модуляции не будет максимальной при  $L_b = 41.14$  мм, что соответствует максимуму кривой 1 на рис. 1, а. Однако эта (рис. 2, кривая 1) кривая имеет наиболее П-образную форму. Это значит, что при увеличении длины волокна именно волокно с длиной биений 41.14 мм обеспечит наиболее широкую полосу модуляции. Таким образом, из всего вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Для обеспечения условия фазового синхронизма длина биений волокна и частота СВЧ поля должны подбираться согласно соотношению (4).

2. Эффективность модуляции повышается с увеличением длины используемого оптического волокна.

3. При увеличении длины волокна происходит сужение полосы модуляции. Для получения максимальной широкой полосы нужно обеспечить равенство фазовой скорости света и групповой скорости СВЧ волны на центральной частоте модуляции.

### Список литературы

- [1] Risk W.P., Kino G.S., Shaw H.J., Youngquist R.S. // Ultrasonic symposium. Boston, 1984. P. 318-327.
- [2] Антонов С.П., Булюк А.Н., Ветовко П.М., Шкердин Г.Н. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 7. С. 154-157.
- [3] Hosaka T., Okamoto K. // Opt. Lett. 1983. Vol. 8. N 2. P. 124-126.

С.-Петербургский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
3 марта 1993 г.  
В окончательной редакции  
25 июня 1993 г.