

Световоды на основе структуры металл–диэлектрик–полупроводник

© В.Б. Каток, М.И. Панфилов, Г.Е. Чайка

Украинская государственная академия связи,
252110 Киев, Украина

(Получена 20 марта 1996 г. Принята к печати 14 октября 1996 г.)

К настоящему времени сложилось положение, когда скорость передачи информации ограничивается быстродействием электронных потоков, входящих в элементы системы передачи информации. Возникает необходимость передачи информации другими способами, прежде всего с помощью света. Замена электронных потоков световыми позволяет надеяться на увеличение скорости быстрогодействия на много порядков, однако сопровождается принципиальными трудностями. Это связано с тем, что в электронных потоках носителями информации являются заряженные частицы, управляемые достаточно просто электрическими и магнитными полями. В световых же потоках носителями информации являются нейтральные частицы — фотоны, управление которыми затруднено. Управлять этими потоками можно изменением показателя преломления, точнее, либо действительной, либо мнимой его составляющей.

Изменение мнимой составляющей показателя преломления приводит к затуханию светового потока. Для управления величиной затухания используются неоднородные полупроводниковые структуры, чаще всего p – n -переходы. Световой поток распространяется параллельно электродам. Приложение к структуре напряжения изменяет соотношение между i -областью, где носители отсутствуют, и легированными n - и p -областями, где происходит дополнительное рассеяние света на свободных носителях. Таким образом осуществляется управление величиной затухания света приложенным напряжением (см. [1]).

Управление действительной частью показателя преломления достигается чаще всего за счет электрооптического эффекта. Однако использование приборов оптоэлектроники, основанных на этом эффекте, имеет свои недостатки. Во-первых, для изменения показателя преломления необходимы достаточно сильные электрические поля, а, во-вторых, электрооптический эффект основан на влиянии электрического поля на кристаллическую решетку (процесс достаточно инерционный), что ограничивает скорость модуляции светового луча.

В предлагаемом сообщении обращается внимание на возможность влияния свободных электронов, имеющих в твердом теле, на изменение показателя преломления. Таким твердым телом может служить материал на основе GaAs, широко применяемый как в микро-, так и в оптоэлектронике. Для структур на основе GaAs является существенным то, что GaAs может быть легирован ионами до высокой концентрации, что в свою очередь приводит к высокой концентрации свободных

носителей. Поэтому показатель преломления в такой среде зависит не только от показателя преломления собственно кристаллической решетки, но и от свободных носителей (плазменный эффект) согласно соотношению

$$n = n_p^{1/2} \sqrt{1 - (\omega/\omega_p)^2}, \quad (1)$$

где n_p — показатель преломления кристаллической решетки, ω — частота света, $\omega_p = (Ne^2/\epsilon_p m)^{1/2}$ — плазменная частота, $\epsilon_p = n_p \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, m — эффективная масса носителя.

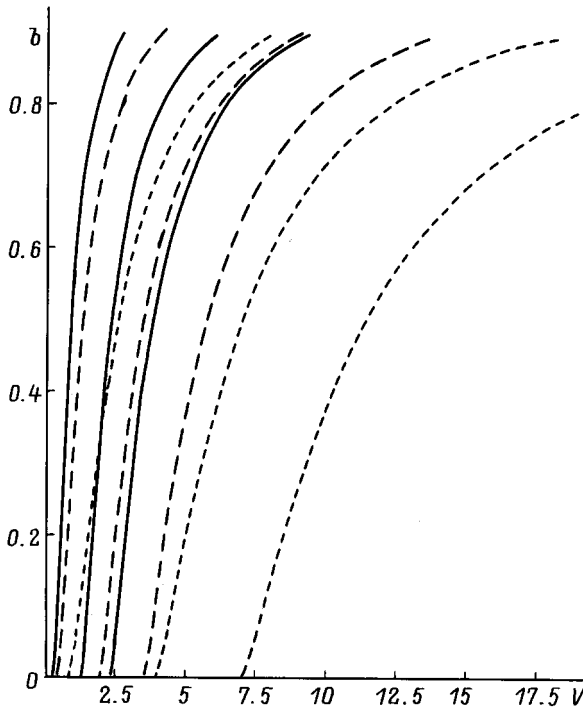
Выбор в качестве материала GaAs для предложенных целей обусловлен тем, что электроны в GaAs имеют весьма малую эффективную массу. Поэтому для GaAs n -типа показатель преломления за счет свободных носителей изменяется при концентрации электронов $N = 10^{19} \text{см}^{-3}$ на величину $\Delta n = 0.02$ по сравнению с показателем преломления решетки. Такой разницы в показателе преломления достаточно для формирования направляющих слоев (волноводов) в полупроводниковых структурах. Еще более предпочтительным является материал InSb, имеющий еще меньшую эффективную массу свободного носителя.

Время изменения показателя преломления, вызванного действием электрического поля, приводящего к изменению концентрации свободных электронов, определяется временем максвелловской релаксации (10^{-14} – 10^{-16}) с, что значительно меньше времени изменения показателя преломления кристаллической решетки при электрооптическом эффекте.

Основой использования МДП структуры в качестве волновода служит возможность создания в такой структуре обедненного слоя. Такая структура является трехслойной (свет распространяется параллельно контакту) с показателями преломления n_1 — диэлектрика, n_2 — обедненного слоя и n_3 — высоколегированной n -области.

Отметим, что в работе [2] в качестве направляющей структуры использовалась p – i – n -структура. На наш взгляд использование такой структуры неэффективно ввиду значительной величины эффективной массы дырок. Из-за этого Δn на границе с p -областью будет значительно меньше, что приведет к значительному ухудшению направленного распространения света.

Расчет ширины L обедненного (волноводного) слоя в зависимости от приложенного к МДП структуре напряжения не составляет труда [3]. Связь приложенного к структуре напряжения u в единицах kT/e с величиной L



Зависимость нормированного эффективного показателя преломления b планарного однородного оптического волновода от нормированной толщины (или частоты) V для различных индексов мод m и различных безразмерных напряжений x : сплошные кривые — $x = 8$, штриховые — $x = 3$, пунктирные — $x = 0$. Для каждого семейства кривых с одинаковым x при возрастании V и одинаковом b индекс моды возрастает — $m = 1, 2, 3$.

определяется соотношением

$$u = \frac{Ld}{2L_D^2} + \frac{L^2}{L_D^2}, \quad (2)$$

где d — ширина диэлектрического слоя, $L_D = (n_p \epsilon_0 kT / e^2 N)^{1/2}$ — длина Дебая. Отметим, что свет будет распространяться по волноводу только в том случае, когда L превосходит длину световой волны.

С точки зрения интегральной оптики МДП структура представляет собой обычный планарный трехслойный волновод. Поэтому для получения основной характеристики такого волновода — зависимости скорости распространения волны от частоты — при $d < L$ можно воспользоваться стандартными выражениями. Указанная характеристика в безразмерных переменных в соответствии с [4] может быть записана для ТЕ-мод в виде

$$V\sqrt{1-b}\sqrt{1+x} = \pi(m-1) + \arctg\left[\sqrt{b/(1-b)}\right] + \arctg\left[\sqrt{(b+a)/(1-b)}\right]. \quad (3)$$

Здесь частота $V = K_\lambda L_D \sqrt{e\varphi/kT}$, где φ — контактная разность потенциалов металл-полупроводник; эффективный коэффициент преломления

$b = [(\beta/K_\lambda)^2 - n_3^2]/(n_2^2 - n_3^2)$; β — размерное значение постоянной распространения; K_λ — абсолютное значение волнового вектора; $a = (n_3^2 - n_1^2)/(n_2^2 - n_3^2)$; $x = U/\varphi$, где U — приложенное напряжение; $m = 1, 2, 3, \dots$. При $x = 0$ соотношение (3), как и должно быть, переходит в стандартное выражение, приведенное в [4], но отличается от него множителем $\sqrt{1+x}$ в левой части. Полагая в дисперсионной зависимости $b = 0$, $m = 1$, определим частоту отсечки для основной моды

$$V = \frac{\arctg \sqrt{a}}{\sqrt{1+x}}. \quad (4)$$

Так как в соответствии с расчетом, приведенным в [4], характеристики $b(V)$ слабо зависят от a , при численных расчетах мы приняли значение $a = 1$. Результаты расчетов для первых трех мод при разных x приведены на рисунке.

Список литературы

- [1] И.П. Викулин, В.И. Стафеев. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Радио и связь, 1990).
- [2] Заявка ЕПВ № 04011925, МПК G02F 1/015 *Оптический ответитель* — публ. 1990 г.
- [3] Е.В. Бузанева, В.И. Стриха, Г.Е. Чайка. УФЖ, **28**, 575 (1983).
- [4] *Интегральная оптика*, под ред. Т. Тамира (М., Мир, 1979).

Редактор Т.А.Полянская

MIS structures based lightguides

V.B. Katok, M.I. Panfilov, G.E. Chaika

Ukrainian State Academy of Communication,
252110 Kiev, Ukraine