

09
Возбуждение поверхностных волн в плоскостойких структурах и разработка модуляторов света

© А.Б. Петрин,^{1,2} О.Д. Вольпян,² А.С. Сигов³

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

² ООО «Научно-производственный комплекс Фотрон-Авто», 117342 Москва, Россия

³ Московский технологический университет (МИРЭА), 119454 Москва, Россия
 e-mail: a_petrin@mail.ru

(Поступило в редакцию 23 июня 2017 г.)

На основе разработанного теоретического метода исследования отражения плоской электромагнитной волны от плоскостойкой структуры с анизотропными пленками предложены конструкции модуляторов света и перестраиваемых датчиков. Низкие напряжения переключения модуляторов в предложенных устройствах позволяют встраивать их в современные электронные интегральные схемы, создавать высокоскоростные оптические каналы передачи данных как между составными частями отдельной интегральной схемы, так и между удаленными устройствами.

DOI: 10.21883/JTF.2018.03.45603.2400

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется перспективным устройствам, использующим поверхностные плазмонные волны [1–4]. Такие волны распространяются вдоль поверхности металла, локализуясь вблизи его поверхности [5,6]. Распространенным способом возбуждения поверхностных плазмонов является метод Кречмана [7].

В рамках схемы Кречмана [8] (рис. 1) согласование поверхностной плазмонной волны 1 на поверхности металлической пленки 2 и падающей волны 3 в свободном пространстве осуществляется с помощью стеклянной призмы 4.

Линейно поляризованная волна E^i от лазера падает на металлическую пленку со стороны призмы. Вектор электрического поля падающей волны направлен в плоскости падения (p -поляризация). Призма необходима для согласования падающей свободной волны и поверхностной плазмонной волны по волновому числу. Волновое число поверхностной плазмонной волны больше волнового числа плоской волны в свободном пространстве той же частоты [9,10]. Чтобы обеспечить равенство волновых чисел падающей 3, отраженной 5 и поверхностной плазмонной 1 волн вдоль поверхности металла (рис. 1), необходимо, чтобы падающая волна подходила к пленке из оптически более плотной среды, где волновое число больше, чем в свободном пространстве. Показатель преломления призмы и угол падения подбираются таким образом, чтобы в отсутствие возбуждения поверхностных плазмонов по закону Снелиуса наблюдалось бы полное внутреннее отражение.

Эксперименты показывают, что если угол падения соответствует согласованию по волновому числу па-

дающей и поверхностной плазмонной волн, наблюдается резкое падение коэффициента отражения. Например, при длине падающей волны в вакууме $\lambda = 633 \text{ nm}$ и толщине пленки серебра, приблизительно равной 53.8 nm (эта величина зависит от конкретного значения показателя преломления призмы и частоты падающей волны), наблюдается сильное изменение коэффициента отражения практически от единицы до нуля в окрестности угла падения, соответствующего согласованию свободной и поверхностной плазмонной волн. При небольшом отклонении угла падения от угла согласования коэффициент отражения возвращается практически от нуля к единичному значению.

Так как поле поверхностной плазмонной волны сосредоточено в тонком слое вблизи поверхности металла, характер отражения в схеме Кречмана сильно зависит от изменений показателя преломления в тонком слое

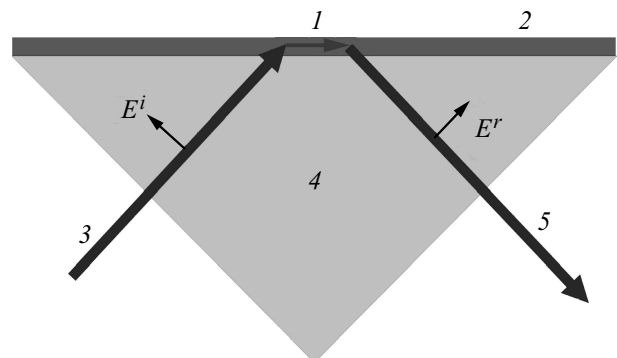


Рис. 1. Возбуждение поверхностных плазмонов 1 на поверхности металлической пленки 2 по схеме Кречмана. Падающая волна 3 в призме 4 порождает поверхностную плазмонную волну 1 и отраженную волну 5.

вблизи поверхности. На этом основано применение данной схемы для создания различного рода датчиков, обладающих высокой чувствительностью к изменению состояния вещества на поверхности [11]. Исследования показали, что чувствительность определяется угловой шириной минимума отражения [12], которая, в свою очередь, определяется поглощением в металле пленки. Чем меньше поглощение в металле, тем уже минимум.

Чтобы увеличить чувствительность датчиков за счет уменьшения угловой ширины минимума, было предложено уменьшать толщину пленки металла. Оказалось, что у поверхностной плазмонной волны в тонкой пленке затухание уменьшается с уменьшением толщины пленки. Для согласования поверхностной волны в схеме Кречмана потребовалось введение дополнительного согласующего слоя между призмой и металлической пленкой [13–16], причем в некоторых случаях даже многопленочного слоя [17,18].

Однако известно, что поверхностные волны могут распространяться и в диэлектрических пленках планарных волноводов [19]. В связи с этим можно предположить, что в схеме Кречмана можно возбуждать поверхностную волну (не обязательно плазмонную), которая согласуется по волновому числу с падающей волной. На этой идее строится подход настоящей работы по построению нового вида электрически подстраиваемых сенсоров и модуляторов света.

Подход состоит в том, что в качестве волновода поверхностной волны можно использовать пленку электрооптического вещества, например ниобата лития, расположенную между двумя слоями очень тонких оптически прозрачных или металлических электропроводящих пленок-электродов. Проводящие пленки играют роль пластин конденсатора, в котором находится электрооптическая пленка. Подача напряжения на проводящие пленки будет создавать электрическое поле, изменяющее тензор диэлектрической проницаемости электрооптической пленки и характер отражения в многопленочной системе. Как будет показано ниже, устройства с такой многопленочной структурой могут обеспечивать переключение с режима практически полного поглощения на режим полного отражения при подаче на пленки электроды низкого напряжения, порядка одного вольта. Это позволит совместить такие устройства с интегральными электронными цифровыми микросхемами.

Следует отметить, что, в случае устройств конечных размеров (в плоскости многопленочной структуры) пучок падающей волны ограничен по сечению (апертуре), поэтому отражение будет происходить не совсем так, как в случае бесконечной структуры и идеально плоских волн. Однако, как показали численные расчеты отражения ограниченных по апертуре пучков [20,21], основные закономерности отражения сохраняются. В настоящей работе отражение ограниченных пучков рассматриваться не будет.

Задача падения плоской электромагнитной волны на изотропно-анизотропную плоскостойкую структуру

Задача падения плоской электромагнитной волны с поляризацией в плоскости падения на плоскостойкую структуру хорошо известна, поэтому мы не будем подробно останавливаться на изложении метода. В настоящей работе мы использовали метод, аналогичный методу работы [22]. В результате вычислений мы находили коэффициент отражения по полю R , а также модуль коэффициента усиления поля A на внешней (свободной) границе многослойной конструкции по отношению к полю падающей на многопленочную структуру волны. Отметим особо, что в настоящей работе мы исследовали возбуждение поверхностной волны в слоистой структуре в кречмановской схеме возбуждения поверхностных волн, при которой волна не проходит через структуру (угол падения больше угла полного внутреннего отражения по закону Снелиуса).

Нахождение оптимальных толщин пленок для случая применения пленки ниобата лития в качестве электрооптической среды

В качестве электрооптической пленки была взята пленка ниобата лития, причем направления осей тензора диэлектрической проницаемости в пленке выбирались таким образом, чтобы ось необыкновенной волны была направлена перпендикулярно пленке (рис. 2). Длина падающей волны в вакууме принималась равной $\lambda = 633 \text{ nm}$.

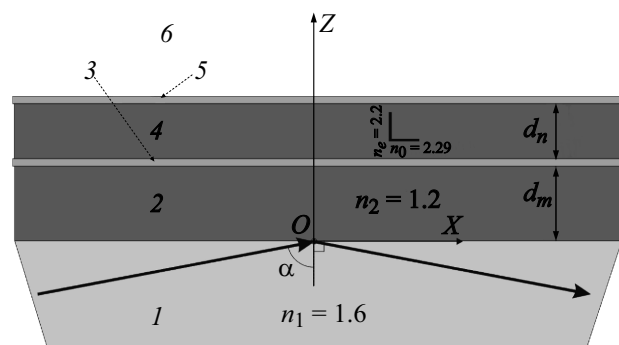


Рис. 2. Геометрия многопленочной структуры. Плоская волна p -поляризации падает из призмы 1 на четырехслойную структуру, состоящую из согласующей пленки 2, первого электрода 3, пленки ниобата лития 4 и пленки второго электрода 5. За пленкой находится вакуум 6. Показаны ориентации осей тензора диэлектрической проницаемости пленки ниобата лития и толщины пленок d_n и d_m , по которым проводится оптимизация.

Тензор диэлектрической проницаемости в пленке ниобата лития в системе координат рис. 2 записывался формулой

$$\epsilon_4 = \begin{bmatrix} n_0^2(1 - \alpha n_0^2 E) & 0 & 0 \\ 0 & n_0^2(1 - \alpha n_0^2 E) & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2(1 - \gamma n_e^2 E) \end{bmatrix},$$

где E — напряженность управляющего электрического поля между пленками-электродами 3 и 5 (рис. 2), а для ниобата лития принимались следующие величины коэффициентов: $\alpha = r_{13} = r_{23} = 8.6 \text{ pm/V}$, $\gamma = r_{33} = 30.8 \text{ pm/V}$, $n_0 = 2.29$, $n_e = 2.20$.

Необходимо отметить, что не при всех толщинах пленок, показанных на рис. 2, возможен режим поверхностной волны. Для его нахождения использовался следующий вычислительный метод оптимизации структуры.

- В рассматриваемой структуре фиксировались следующие параметры: показатель преломления призмы $n_1 = 1.6$; показатель преломления согласующего слоя $n_2 = 1.2$; параметры тензора диэлектрической проницаемости ниобата лития; комплексная диэлектрическая проницаемость проводящих электродов принималась равной $\epsilon_3 = \epsilon_5 = 1.8^2 + i0.002$, а их толщина фиксировалась равной 10 нм.

- С помощью двух параметров: толщины пленки ниобата лития d_n и толщины согласующего слоя d_m (рис. 2) искался оптимум структуры: фиксировалось два значения (d_n, d_m) , вычислялась зависимость $A = A(\alpha)$ в диапазоне углов полного отражения, находился максимум. Затем значение максимума вычислялось для другой пары значений (d_n, d_m) и т.д. Максимум максимумов для всех пар (d_n, d_m) , взятых в широком диапазоне значений толщин, давал нам искомый оптимальный режим поверхностной волны с максимальной концентрацией поля на внешней поверхности многослойной структуры.

Результат описанной оптимизации представлен в табл. 1.

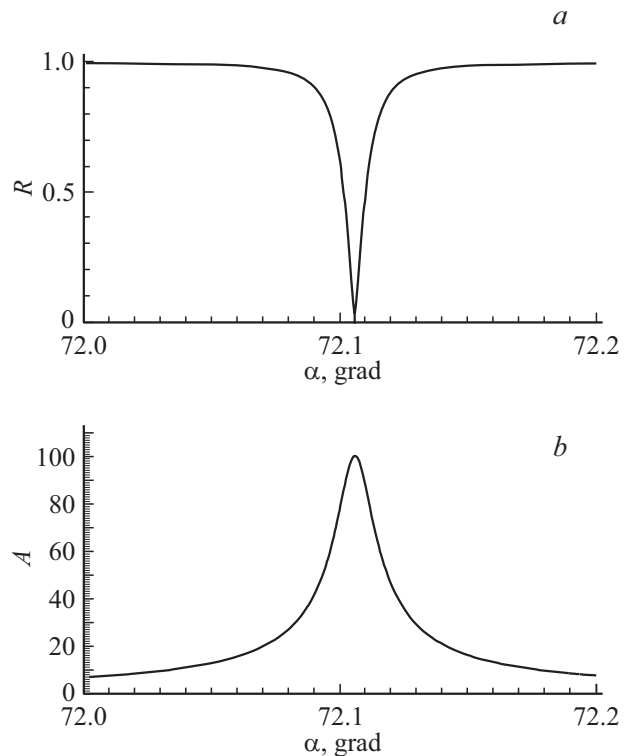


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения R по полю (а) и коэффициента усиления A поля (b) от угла падения плоской волны на многослойную структуру (табл. 1).

На рис. 3 показана зависимость $R = R(\alpha)$ и $A = A(\alpha)$ для оптимальной структуры табл. 1. Из рисунков видно, что резкое изменение коэффициента отражения происходит при малом отклонении угла от угла минимума (угловая ширина изменения R и A мала). Это позволяет сделать заключение, что датчики, построенные на подобной структуре, будут иметь высокую чувствительность. Для сравнения на рис. 4 показаны зависимости $R = R(\alpha)$

Таблица 1.

Порядковый номер среды, j	Название слоя	Относительная диэлектрическая проницаемость	Толщина пленки, нм
1	Призма	1.6^2	Полубесконечная среда
2	Согласующий слой	1.2^2	427
3	Прозрачный электрод	$1.8^2 + i0.002$	10
4	Ниобат лития	$\epsilon_{14} = n_0^2 = 2.2^2, \epsilon_4 = n_e^2 = 2.29^2$ (без поля между электродами)	327
5	Прозрачный электрод	$1.8^2 + i0.002$	10
6	Свободное пространство (воздух)	1	Полубесконечная среда

Таблица 2.

Порядковый номер среды, j	Название слоя	Относительная диэлектрическая проницаемость	Толщина пленки, nm
1	Призма	1.6^2	Полубесконечная среда
2	Серебряная пленка	$\epsilon_m = -18.2 + i0.5$	53.8
3	Свободное пространство (воздух)	1	Полубесконечная среда

и $A = A(\alpha)$ для серебряной пленки толщиной 53.8 nm, расположенной на поверхности призмы (рис. 1). В такой структуре поверхностной волной является поверхностная плазмонная волна на поверхности металлической пленки ([10,22]). Параметры такой однопленочной оптимизированной структуры приведены в табл. 2.

Сравнивая зависимости рис. 4 и зависимости для многопленочной структуры (рис. 3), можно заметить, что значения A в максимуме для многопленочной структуры достигают значений $A_{\max} \approx 100.6$, что намного больше, чем в случае использования серебряной пленки при возбуждении поверхностных плазмонов в схеме Кречмана ($A_{\max} \approx 5.8$) [22]. Это говорит о том, что в предложенной многопленочной структуре будет намного проще наблюдать нелинейные взаимодействия по сравнению с обычной схемой возбуждения поверхностной плазмонной волны [22].

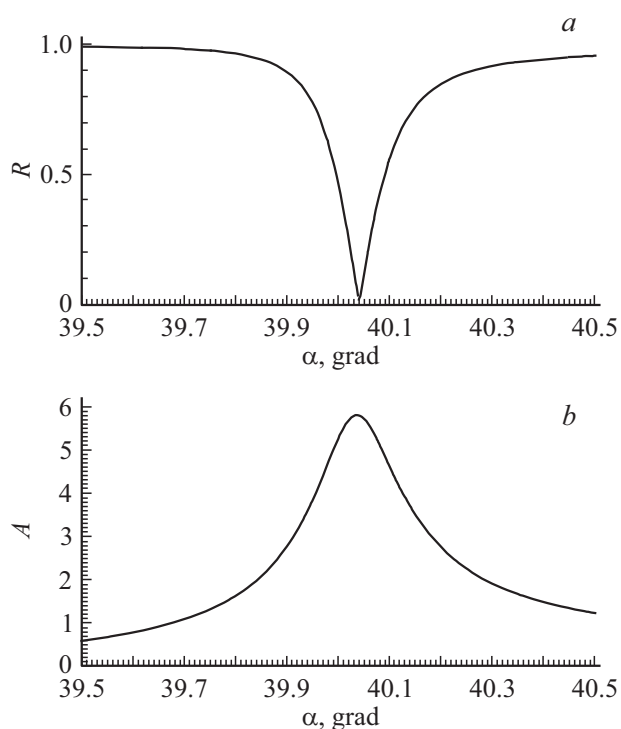


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения R по полю (а) и коэффициента усиления A поля (б) от угла падения плоской волны на серебряную пленку (табл. 2).

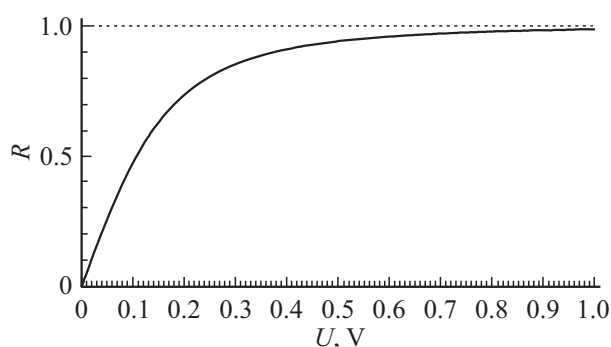


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения по полю от напряжения между пленками-электродами. В отсутствии напряжения система настроена на минимум отражения.

Имея в виду применение многопленочной структуры табл. 1 для создания модуляторов света, была найдена зависимость $R = R(U)$ (рис. 5), где U — напряжение между пленками-электродами. При вычислении $R = R(U)$ угол падения волны α_* фиксировался на значении минимума зависимости $R = R(\alpha)$ при нулевом напряжении $U = 0$. При изменении напряжения U и соответственно напряженности поля E между электродами изменялись тензор диэлектрической проницаемости электрооптической пленки и коэффициент отражения $R(\alpha_*)$ всей многопленочной структуры. Из рис. 5 видно, что для переключения из режима практически полного поглощения падающей волны на режим практически полного отражения необходимо подать на электроды напряжение всего порядка 1 В. Это дает возможность встраивать подобное устройство в стандартные цифровые электронные интегральные схемы.

Заключение

В работе предложен метод построения многопленочных структур с поверхностными волнами, которые обладают в том числе возможностью изменения параметров распространения поверхностной волны с помощью электрооптических элементов. Полученные устройства могут быть применены для создания перестраиваемых электрическими сигналами датчиков, электрооптических

модуляторов и других устройств, совместимых с цифровыми и аналоговыми интегральными микросхемами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (научный проект „Оптические транзисторы на основе метаматериалов“. Соглашение о предоставлении субсидии с Министерством образования и науки Российской Федерации от 29.09.2016 г., № 14.577.21.0219, уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI 57716 X 0219).

Список литературы

- [1] Homola J., Yee S.S., Gauglitz G. // *Sensors and Actuators B*. 1999. Vol. 54. P. 3.
- [2] Barnes W.L., Dereux A., Ebbesen T.W. // *Nature*. 2003. Vol. 424. P. 824.
- [3] Homola J. // *Chem. Rev.* 2008. Vol. 108. P. 462.
- [4] Spoto G., Minunni M. // *J. Phys. Chem. Lett.* 2012. Vol. 3. P. 2682.
- [5] Raether H. *Surface Plasmons*. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 353 p.
- [6] Barnes W.L. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2006. Vol. 8. P. S87.
- [7] Kretschmann E., Raether H.Z. // *Naturforsch.* 1968. A. Vol. 23. P. 2135.
- [8] Piliarik M., Homola J. // *Opt. Express*. 2009. Vol. 17. N 19. P. 16505.
- [9] Liedberg B., Nylander C., Lundstrom I. // *Sensors and Actuators*. 1983. Vol. 4. P. 299.
- [10] Liedberg B., Nylander C., Lundstrom I. // *Biosensors & Bioelectronics*. 1995. Vol. 10.
- [11] Garabedian R., Gonzalez C., Richards J. et al. // *Sensors and Actuators A*. 1994. Vol. 43. P. 202.
- [12] Yeatman E.M. // *Biosensors & Bioelectronics*. 1996. Vol. 11. P. 635.
- [13] Sarid D. // *Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 47. P. 1927.
- [14] Matsubara K., Kawata S., Minami S. // *Opt. Lett.* 1990. Vol. 15. P. 75.
- [15] Yang F., Bradberry G.W., Sambles J.R. // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 66. P. 2030.
- [16] Kessler M.A., Hall E.A.H. // *Thin Solid Films*. 1996. Vol. 272. P. 161.
- [17] Nenninger G.G., Tobiska P., Homola J., Yee S.S. // *Sens. Actuators B*. 2001. Vol. 74. P. 145.
- [18] Toyama S., Doumae N., Shoji A., Ikariyama Y. // *Sens. Actuators B*. 2000. Vol. 65. P. 32.
- [19] Airoudj A., Debarnot D., Beche B., Poncin-Epaillard F. // *Anal. Chem.* 2008. Vol. 80. P. 9188.
- [20] Irvine S.E., Dechant A., Elezzabi A.Y. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 93. P. 184801.
- [21] Irvine S.E., Elezzabi A.Y. // *Phys. Rev. A*. 2006. Vol. 73. P. 013815.
- [22] Новотный Л., Хехт Б. *Основы нанооптики*. Пер. с англ. / Под ред. В.В. Самарцева. М.: Физматлит, 2009. 484 с.