

Сверхмедленные поверхностные плазмоны в волноводах из метаматериалов

А. А. Башарин^{△1)}, Н. Л. Меньших[□]

[△] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

[□] Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 марта 2011 г.

Рассмотрен модифицированный планарный волновод на основе метаматериала с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Благодаря модернизации волновода путем введения воздушного канала, его дисперсионные характеристики качественно изменяются из-за появления сверхмедленной моды. Исследованы поля и свойства этой моды. Выявлено, что такая мода аналогична поверхностному плазмону. Кроме того, показано, что плазмоны могут распространяться в волноводах, размеры которых значительно меньше длины волны. Такие сверхмедленные плазмоны могут найти применение в плазмонике, в СВЧ и ускорительной технике.

Введение. В последнее время возрос интерес к так называемым левым средам или метаматериалам. Впервые их свойства были предсказаны В.Г. Веселаго [1] около 40 лет назад. Своим вторым рождением они обязаны работам Pendry [2]. В большом числе публикаций рассматриваются устройства на основе таких сред.

В частности, много работ посвящено изучению свойств волноводов на основе метаматериалов. Так, дисперсионные характеристики однослойного волновода из диэлектрика, помещенного в однородную левую среду, рассматривались в работе [3]. Авторы обратили внимание на существование в такой структуре волны с большим замедлением. Она возникает при условии, что модуль показателя преломления метаматериала больше, чем диэлектрика. Поля этой волны сосредоточены вдоль границ волновода и экспоненциально убывают по обе стороны от них. Дисперсионные характеристики однослойного волновода из метаматериала были рассмотрены нами ранее в работе [4]. Там же были изучены поля волноводных мод при наличии потерь в метаматериале. Существование сверхмедленной волны в однослойном волноводе теоретически исследовал Шевченко [5]. Впервые такая мода была найдена ранее авторами работы [6] для изотропного волновода и в работах [7, 8] для анизотропного.

Видимо, впервые поверхностные плазмоны, возникающие на границах раздела правой и левой сред, теоретически предсказаны Алю и Энгетой [9], а возникающие в волноводе, состоящем из правой и левой среды, – Нефедовым и Третьяковым [10].

Волны с большим замедлением наблюдались не только в планарных волноводах, но и в других струк-

турах. Например, в работе [11] такая волна была обнаружена в четырехслойном круглом волноводе в присутствии слоя из метаматериала и гиромангнитного слоя. Кроме того, сверхмедленная мода является собственной модой многослойного планарного волновода со слоем из среды с нулевыми материальными параметрами [12].

Исследование вопроса о существовании и свойствах волн с большим коэффициентом замедления в волноводе может быть очень полезным для плазмоники [13], СВЧ и ускорительной техники. Например, такая структура может быть использована в качестве замедляющей системы для исследования взаимодействия медленных частиц с СВЧ-полем [14].

В данной работе предложена модификация однослойного планарного волновода из метаматериала путем встраивания узкого канала в центре волновода. За счет этого в дисперсионных характеристиках такого волновода появилась “наномода”, аналогичная поверхностному плазмону, с большим коэффициентом замедления. Аналогично работе [3], под “нано” здесь подразумевается, возможность локализации плазмона в волноводе с размерами, гораздо меньшими длины волны. При работе волновода в оптическом диапазоне приставка “нано” вполне оправдана.

Однослойный волновод. Рассмотрим планарный однослойный волновод. Аналогично работе [6], обозначим параметры метаматериала через ε_1 и μ_1 , а параметры окружающего пространства – через ε_2 и μ_2 . Выразим поля ТМ-волн в волноводе через электрический вектор Герца, опуская временной множитель $\exp(-i\omega t)$:

$$\Pi_z^e = A \sin(k_1 x) \exp(ihz) \quad \text{для } |x| < a, \quad (1)$$

$$\Pi_z^e = C \exp(-k_2 |x|) \exp(ihz) \quad \text{для } |x| > a,$$

¹⁾ e-mail: Alexey.basharin@gmail.com

$$E_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \Pi_z^e}{\partial z} \right),$$

$$E_z = k_0^2 \varepsilon \mu \Pi_z^e + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \Pi_z^e}{\partial z} \right), \quad (2)$$

$$H_y = ik_0 \varepsilon \frac{\partial \Pi_z^e}{\partial x},$$

где A, C – константы.

Используя граничное условие для тангенциальных компонент полей на границе волновода, вычисленных по формуле (2), получаем дисперсионное уравнение следующего вида:

$$k_2 a = k_1 a \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \operatorname{tg}(k_1 a), \quad (3)$$

где

$$k_1 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1 - h^2}, \quad (4)$$

$$k_2 = \sqrt{h^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \mu_2},$$

a – размер волновода, h – продольное волновое число.

Используя условие непрерывности продольного волнового числа h , из (4) получим

$$(k_1 a)^2 + (k_2 a)^2 = (k_0 a)^2 (\varepsilon_1 \mu_1 - \varepsilon_2 \mu_2) > 0. \quad (5)$$

Данное дисперсионное уравнение решалось при следующих параметрах: $\varepsilon_2 = \mu_2 = 1, \mu_1 = -1$. В зависимости от диэлектрической проницаемости метаматериала мы получаем две дисперсионные характеристики, представленные на рис. 1.

Из графиков видно, что в случае, когда модуль коэффициента преломления в метаматериале ($n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$) меньше, чем в окружающем волновод пространстве ($n_2 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_2}$), т.е. $|n_1| < |n_2|$, в таком волноводе могут существовать сверхмедленные моды (буква A на рис. 1b). Согласно работам [5, 6], в зависимости от частоты уравнение (3) может не иметь решений, иметь одно или два решения, что мы и наблюдаем на графике (моды A и A' на рис. 1b). Обратим внимание на тот факт, что обе моды в волноводе из идеального метаматериала не имеют потерь. Поля H_y сверхмедленной (A) и медленной (A') волн представлены на вставках рис. 1b. От границ волновода поле спадает по экспоненциальному закону. Таким образом, вдоль поверхности рассматриваемого волновода распространяется поверхностный плазмон, аналогичный плазмону, возникающему в оптических волноводах на основе тонких пленок металлов [15, 16], лишь с тем отличием, что рассматриваемые нами плазмоны – сверхзамедленные.

По значению действительной части продольного волнового вектора обе волны являются медленными, но одна имеет коэффициент замедления, близкий к 1 (мода A'), а другая является сверхмедленной (мода A). Поток энергии волны A' положителен, что

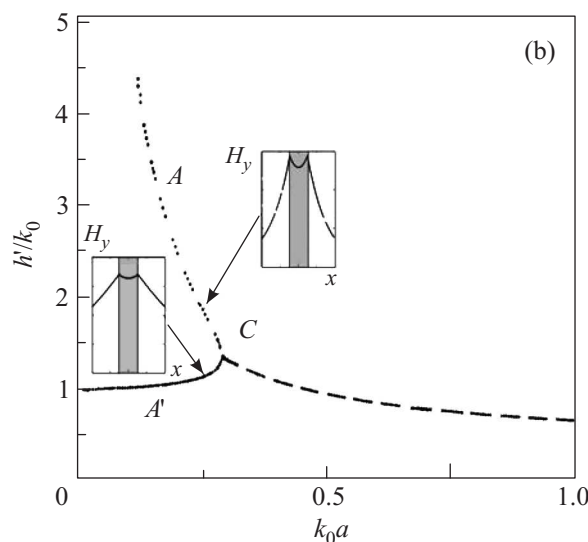
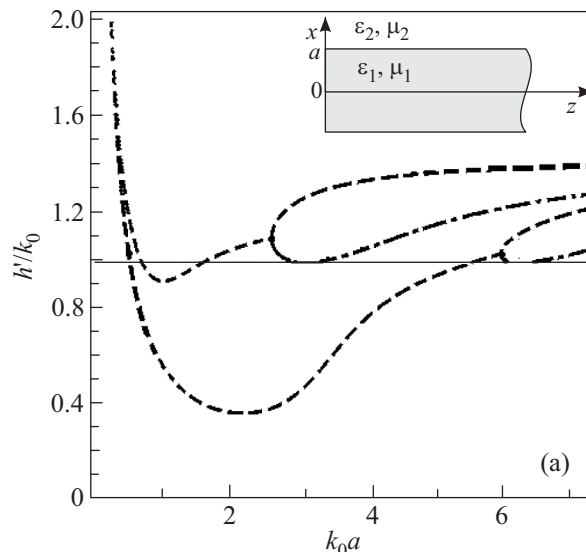


Рис. 1. Дисперсионные характеристики однослойного волновода из метаматериала при $\varepsilon_1 = -2$ (1a) и $\varepsilon_1 = -0.5$ (1b). На вставках представлены поля H_y поверхностных плазмонов. Сплошная линия – прямая волна, штриховая линия – обратная волна, пунктир – антиповерхностная волна (вытекающая волна)

соответствует прямой волне. Поток энергии сверхмедленной волны A отрицателен. В соответствии с классификацией, принятой в [1, 6, 17, 18], она является обратной. Как упоминалось выше, медленные и обратные волны широко применяются в ускорительной технике для замедления частиц.

Волновод с узким каналом. Рассмотрим, что происходит при введении небольшого канала в волновод из метаматериала. Параметры волновода $\varepsilon_1 = \mu_1 = 1, \mu_2 = -1, \varepsilon_2 = -2, a = b/20$. Окружающее волновод пространство – вакуум. Как и в случае однослойного волновода, поля выразим через вектор

Герца. Для четных ТМ-волн имеем следующие выражения для потенциалов Герца:

$$\begin{aligned} \Pi_z^e &= A \sin(k_1 x) \exp(ihz) \quad \text{для } |x| < a, \\ \Pi_z^e &= B \sin(k_2 x) \exp(ihz) + C \cos(k_2 x) \exp(ihz) \\ &\quad \text{для } a < |x| < b, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Pi_z^e = D \exp(-k_3 |x|) \exp(ihz) \quad \text{для } |x| < a,$$

где A, B, C, D – константы,

$$\begin{aligned} k_1 &= \sqrt{k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1 - \hbar^2}, \\ k_2 &= \sqrt{k_0^2 \varepsilon_2 \mu_2 - \hbar^2}, \\ k_3 &= \sqrt{\hbar^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из граничных условий для тангенциальных компонент поля, вычисленных с помощью потенциалов Герца (5) по формулам (2), получим дисперсионное уравнение:

$$\det \begin{bmatrix} -k_1^2 \sin(k_1 a) & k_2^2 \sin(k_2 a) & k_1^2 \cos(k_1 a) & 0 \\ -k_1 \varepsilon_1 \cos(k_1 a) & k_2 \varepsilon_2 \cos(k_2 a) & -k_2 \varepsilon_2 \sin(k_2 b) & 0 \\ 0 & k_1^2 \sin(k_2 b) & k_2^2 \cos(k_2 b) & k_3^2 \exp(-k_3 b) \\ 0 & k_2 \varepsilon_2 \cos(k_2 b) & -k_2 \varepsilon_2 \sin(k_2 b) & k_3 \varepsilon_3 \exp(-k_3 b) \end{bmatrix} = 0. \quad (8)$$

Решение дисперсионного уравнения (8) в зависимости от волнового числа в вакууме k_0 , умноженного на внешний размер волновода b , представлено на рис. 2. Видно, что с введением узкого канала в волноводе появляется сверхмедленная мода (мода A), несмотря на то что модуль коэффициента преломления в метаматериале ($n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$) больше, чем в окружающем пространстве ($n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$), т.е. $|n_2| > |n_1|$. Как и в случае однослойного волновода, эта волна является обратной, т.е. групповая и фазовая скорости направлены противоположно. Однако теперь второй поверхностный плазмон – мода с меньшим замедлением (A' на рис. 2) – тоже является обратной волной.

На рис. 2 отмечены две точки, в которых наблюдаются интерференционные эффекты. Точка D , как и точка C на рис. 1б, является точкой бифуркации, и в ней наблюдается эффект продольного резонанса, который является результатом интерференции прямой и обратной волн. Такая же точка наблюдалась в однослойном планарном [4, 6, 7, 8, 19] и круглом [20] волноводах. Однако в точке E (рис. 2) происходит объединение двух обратных медленных волн, в результате чего появляется новая обратная медленная волна, имеющая потери.

Поля обоих плазмонов по-прежнему сосредоточены вдоль внешних границ волновода (вставки к рис. 2). Так как мода A существует даже на очень

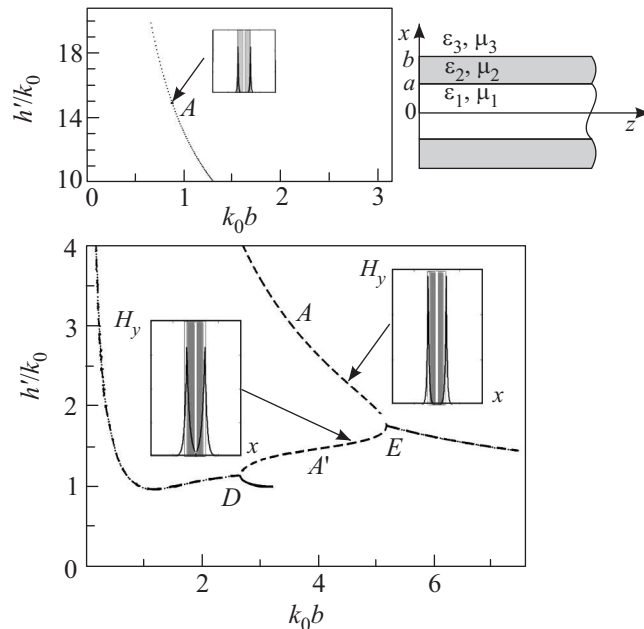


Рис. 2. Дисперсионные характеристики двухслойного волновода из метаматериала при $b = 20a$, $\varepsilon_2 = -2$. На вставках представлены поля H_y поверхностных плазмонов. Сплошная линия – прямая волна, штриховые линии – обратная волна, штрих-пунктирные линии – волна с потерями. Справа сверху – сечение многослойного волновода

низких частотах, поле сверхмедленного плазмона локализуется в области, гораздо меньшей длины волны. Например, при $k_0 b = 1$ (см. вставку на рис. 2) размер волновода почти в 4 раза меньше длины волны, а значит, и поле сконцентрировано в пространстве, в 4 раза меньшем длины волны. Мы получаем моду, которая может распространяться ниже первой критической частоты.

При уменьшении внешнего размера волновода (рис. 3) точка бифуркации D (рис. 2) сдвигается в сторону более высоких частот (F на рис. 3). В результате при некотором соотношении размеров волновода объединение медленной и основной мод исчезает, как и расщепление основной моды. Во всем частотном диапазоне существуют сверхмедленная мода без потерь (мода A на рис. 3) и основная мода с потерями (мода B на рис. 3).

В случае наличия небольших потерь в метаматериале (рис. 4) все волны начинают распространяться с потерями. Отметим, что потери сверхмедленной моды (мода A) малы во всем частотном диапазоне, в котором она существует, по сравнению с другими волноводными модами (моды $B1$ и $B2$ на рис. 4).

Заключение. В работе исследованы дисперсионные характеристики планарных однослойного и двухслойного волноводов. Показано, что в таких струк-

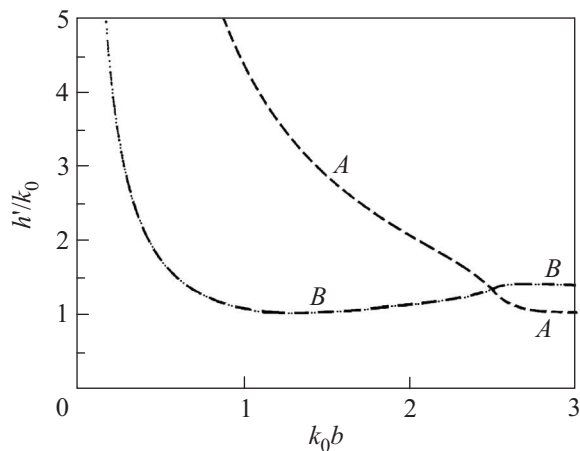


Рис. 3. Дисперсионные характеристики двухслойного волновода из метаматериала при $b = 8a$. Штриховая линия – обратная волна, штрих-пунктирная линия – волна с потерями

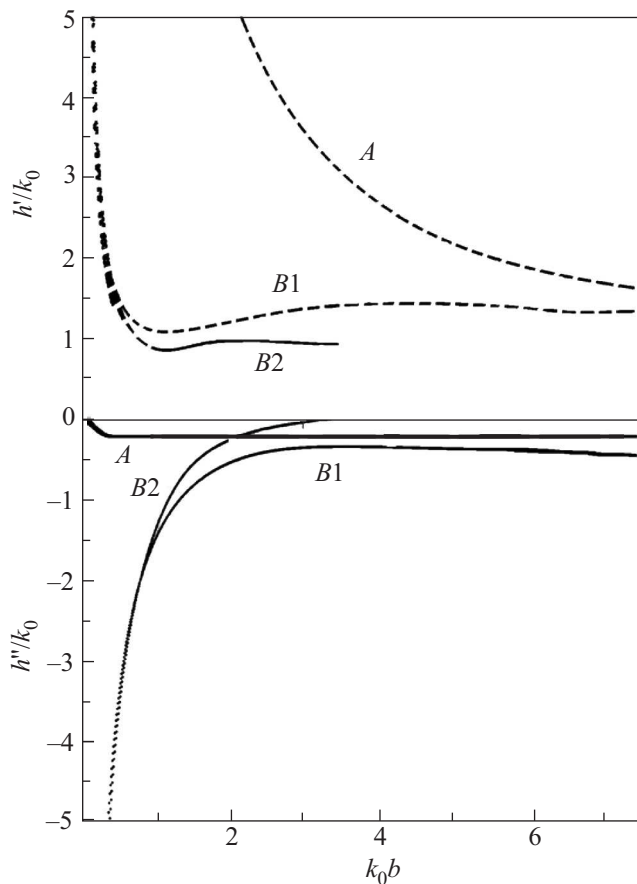


Рис. 4. Дисперсионные характеристики двухслойного волновода из метаматериала при $b = 20a$, при $\epsilon'' = 0.2$. Сплошная линия – прямая волна, пунктир – обратная волна

турах существуют сверхмедленные поверхностные плазмоны. Выяснено, что такие плазмоны могут существовать в волноводе, размеры которого много

меньше длины волны. В результате поле данной волны концентрируется в пространстве, намного меньшем длины волны. При введении потерь в метаматериал затухание этих волн достаточно мало. В силу сильного замедления существует широкий спектр задач, для которых такая волна может оказаться очень полезной.

Отметим, что реальные метаматериалы обладают сильной частотной дисперсией. Поэтому создать метаматериал с постоянными во всем рассматриваемом нами диапазоне частот проницаемостями невозможно. Однако для каждого небольшого участка частот можно создать метаматериал с заданными проницаемостями, и в нем будут наблюдаться указанные выше свойства.

1. В. Г. Веселаго, *Успехи физ. наук* **92**, 517 (1967).
2. J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3966 (2000).
3. Y. Satuby, N. Kaminsky, and M. Orenstein, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, A62 (2007).
4. А. А. Башарин, Н. Л. Меньших, *Журнал радиоэлектроники* **11**, 1 (2010).
5. В. В. Шевченко, *Радиотехника и электроника* **55**, 1052 (2010).
6. I. V. Shadrivov, A. A. Sukhorukov, and Y. S. Kivshar, *Phys. Rev. E* **67**, 057602 (2003).
7. W. T. Lu, Y. J. Huang, B. D. F. Banyal, and S. Sridhar, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 211112 (2010).
8. W. T. Lu and S. Sridhar, *Phys. Rev. A* **82**, 013811 (2010).
9. A. Alu and N. Engheta, *An Overview of Salient Properties of Planar Guided-Wave Structures with Double-Negative (DNG) and Single-Negative (SNG) Layers, Negative-Refractive Metamaterials: Fundamental Principles and Applications*, G. V. Eleftheriades and K. G. Balmain (Ed.), IEEE Press, John Wiley and Sons Inc., Hoboken, NJ, 2005, Chapter 9, 339–380.
10. I. S. Nefedov and S. A. Tretyakov, *Radio Sci.* **38**, 1101 (2003).
11. В. А. Мещеряков, Ю. Н. Бидненко, Г. Е. Дунаевский, и др., *Электронный журнал "Исследовано в России"* **13**, 421 (2010).
<http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2010/037.pdf>
12. J.-F. Dong, J. Li, and F.-Q. Yang, *Progress in Electromagnetic Research.* **112**, 241 (2011).
13. D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, *Nature photonics*, **4**(2), 83 (2010).
14. S. Antipov, L. Spentzouris, W. Liu et al., *J. of Appl. Phys.* **102**, 034906 (2007).
15. B. Prade, J. Y. Vinet, and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. B* **44**, 13556 (1991).
16. E. N. Economou, *Phys. Rev.* **182**, 539 (1969).
17. В. В. Шевченко, *Радиотехника и электроника* **10**, 1768 (1969).
18. В. В. Шевченко, *Успехи физ. наук* **177**(3), 301, (2007).
19. A. A. Basharin, N. P. Balabukha, and V. N. Semenenko, *Journal of Applied Physics* **107**, 113301-1-5 (2010).
20. P. L. Overfelt, K. Helterman, S. Feng, and D. R. Bowling, *J. of App. Phys.* **108**, 124310 (2010).