S–поляризованные квазиповерхностные симметричные моды в трехслойной структуре с сердцевиной из метаматериала

О.В. КОРОВАЙ

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко,
olesya-korovai@mail.ru

Последние несколько лет в связи с бурным развитием волоконной оптики стремительно возрос интерес к созданию новых типов световодов. Это обусловлено возрастающей потребностью в повышении пропускной способности и эффективности волоконно – оптических систем связи. В ряде работ изучены нелинейные явления в средах с отрицательным преломлением электромагнитного излучения [1,2]. В [3] показана возможность существования поляритонных волн с отрицательной групповой скоростью на оптических частотах. Наряду с этим активно изучается возможность создания световодов с использованием метаматериалов в качестве сердцевины или обкладок [4,5]. В [6] исследуются свойства ТЕ–поляризованных нелинейных поверхностных и волноводных мод в трехслойных структурах с линейными обкладками и сердцевиной с керровской нелинейностью, причем линейные фоновые компоненты диэлектрической и магнитной восприимчивостей отрицательны.

Изучим распространение нелинейных ТЕ–поляризованных квазиповерхностных волн в симметричной трехслойной структуре. Полагаем, что световод состоит из линейной пластинки толщиной $2d\ (-d \le z \le +d)$, характеризующейся постоянной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0 < 0$ и $\mu_0 < 0$, и полубесконечных нелинейных полупроводниковых обкладок, в которых распространяющаяся световая волна благодаря процессу оптической экситон-биэкситонной конверсии может возбуждать экситоны из основного состояния кристалла и одновременно превращать их в биэкситоны (рис.1).

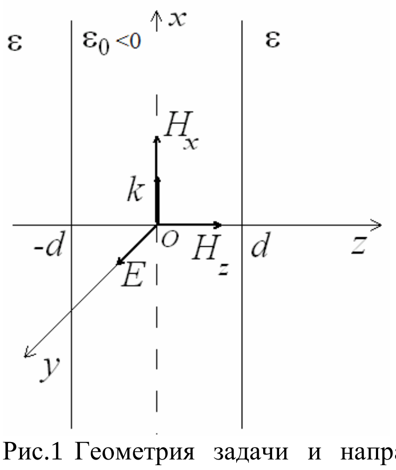

Рис.1 Геометрия задачи и направления компонент полей.

Используем выражение для диэлектрической функции ε нелинейной среды, зависящей от частоты ω и амплитуды E электромагнитного поля распространяющейся волны:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_{LT}}{\Delta} \frac{E_s^4}{\left(E_s^2 - E^2\right)^2} \right), \qquad (1)$$

где $E_s^2 = 2\Delta^2/\sigma^2$, $\Delta = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса для частоты ω распространяющейся волны относительно частоты ω_0 экситонного перехода, $\omega_{LT} = 4\pi\hbar g^2/\varepsilon_\infty$ – частота продольно–поперечного расщепления экситонного состояния, ε_∞ – фоновая диэлектрическая постоянная, σ – константа оптической экситон–биэкситонной конверсии, g – константа экситон–фотонного взаимодействия.

Из уравнений Максвелла, получаем следующие волновые уравнения, описывающие пространственное распределение электрического поля электромагнитной волны в стационарном режиме:

$$\frac{d^2E}{dz^2} = \frac{\omega^2}{c^2}\left(n^2 - \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_{LT}}{\Delta} \frac{E_s^4}{\left(E_s^2 - E^2\right)^2} \right) \right) E, \ |z| \ge d, \qquad (2)$$

$$\frac{d^2E}{dz^2} = \frac{\omega^2}{c^2}\left(n^2 + \varepsilon_0\right) E, \ |z| \le d, \qquad (3)$$

где $n = ck/\omega$ –эффективный показатель преломления среды, c –скорость света в вакууме.

Решения уравнения (3) в виде четных симметричных нелинейных квазиповерхностных волн запишем в виде

$$E = \frac{C}{q_0} ch\left(q_0 \bar{z}\right), \qquad (4)$$

где $q_0 = \sqrt{n^2 + \varepsilon_0}$, а C – константа интегрирования. Удовлетворим условию сохранения тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе раздела сред в точке $\bar{z} = D$. Используя (4) получаем

$$q_0 th\left(q_0 D\right) = \sqrt{n^2 - \varepsilon_\infty + \varepsilon_\infty \frac{\omega_{LT}}{\Delta} \frac{E_s^2}{E_s^2 - E_0^2}}, \qquad (5)$$

Выражение (5) является дисперсионным соотношением для симметричной волны, которое определяет зависимость эффективного показателя преломления среды n от расстройки резонанса Δ при фиксированных значениях толщины пленки D.

Рассмотрим подробнее поведение закона дисперсии нелинейной квазиповерхностной четной волны. Далее будем использовать нормированные на величину продольно-поперечного расщепления ω_{LT} расстройку резонанса Δ и частоту Раби σE_0: $\delta = \Delta/\omega_{LT}$, $f_0 = \sigma\, E_0/\omega_{LT}$. Исследуем характер поведения нелинейной четной квазиповерхностной волны (3). Изучим поведение дисперсионных кривых $n(\delta, f_0)$ нелинейной четной квазиповерхностной волны, существующей только в спектральной области $\delta > 0$. При малом значении параметра D кривые $f_0(n)$ при фиксированных значениях δ характеризуются монотонным возрастанием, величина поля на границе раздела f_0 растет с ростом расстройки резонанса (рис.2). При фиксированном значении δ кривая $f_0(n)$ начинается с точки $n = \sqrt{\varepsilon_\infty}$. Кроме того, на поверхности $n(\delta, f_0)$ существует узкая область запрещенных значений n, определяемых условием $n \le \sqrt{\varepsilon^*}$, при которых не существует квазиповерхностная четная волна. Ширина этой области сужается при увеличении n.

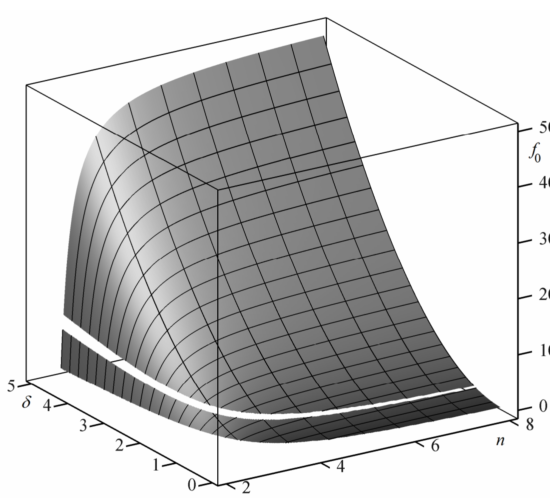

Рис.2 Закон дисперсии несимметричных TE–поляризованных симметричных квазиповерхностных волн, подсчитанных при значениях $\varepsilon_0 = -7$, $\varepsilon_\infty = 5$ для случаев $D = 0.001$.

Увеличение значения параметра D приводит к качественному изменению поведения кривых закона дисперсии квазиповерхностной четной моды (рис.3). Закон дисперсии представляет собой поверхность $n(\delta, f_0)$, состоящую из трех непересекающихся областей, разделенных областями запрещенных значений эффективного показателя преломления n, Первая область характеризуется резким возрастанием кривых $f_0(n)$ при увеличении значений n.

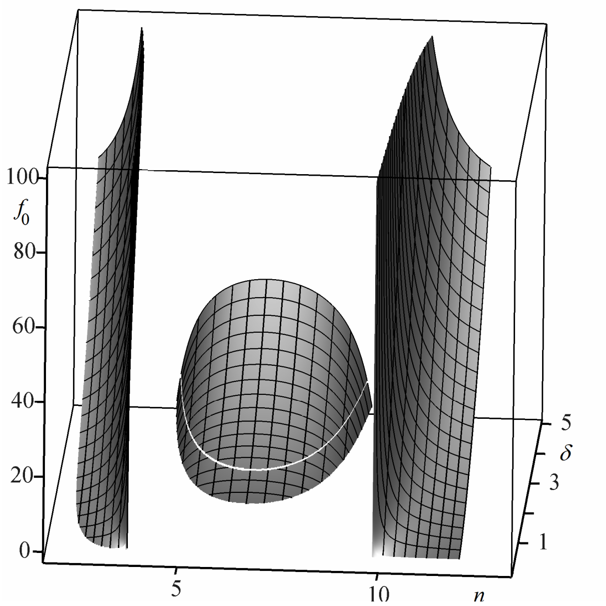

Рис.3 Закон дисперсии несимметричных TE–поляризованных симметричных квазиповерхностных волн, подсчитанных при значениях $\varepsilon_0 = -7$, $\varepsilon_\infty = 5$ для случаев $D = 0.171$.

Вторая область возникает только при некоторых значениях расстройки резонанса δ и характеризуется наличием максимума, величина которого растет с ростом δ, а также узкой областью запрещенных значений n, определяемых условием $n \le \sqrt{\varepsilon^*}$.Третья область характеризуется резким убыванием кривых $f_0(n)$ при увеличении значений параметра n. Наличие разрывов обусловлено значениями n, определяемых решением уравнения $(\varepsilon_\infty - \varepsilon_0) ch^2\left((n^2 - \varepsilon_0) D^2\right) = n^2 - \varepsilon_0$.

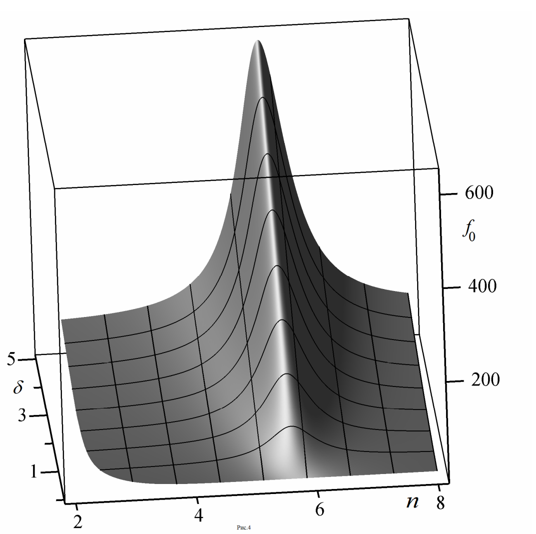

Рис.4 Закон дисперсии несимметричных TE–поляризованных симметричных квазиповерхностных волн, подсчитанных при значениях $\varepsilon_0 = -7$, $\varepsilon_\infty = 5$ для случаев $D = 0.192$.

Три области кривых закона дисперсии при дальнейшем увеличении параметра D объединяются в одну поверхность (рис.4), которая характеризуется наличием ярко выраженного максимума кривых $f_0(n)$, величина которого зависит от значения расстройки резонанса δ. С ростом δ величина максимума возрастает.

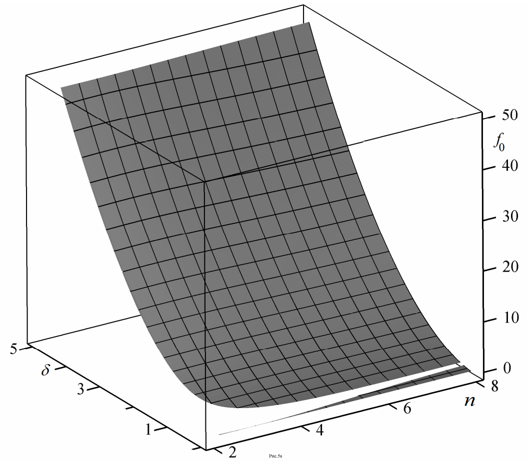

Рис.5 Закон дисперсии несимметричных ТЕ–поляризованных симметричных квазиповерхностных волн, подсчитанных при значениях $\varepsilon_0 = -7$, $\varepsilon_\infty = 5$ для случаев $D = 0.3$.

Дальнейшее увеличение толщины пластинки приводит к исчезновению максимума кривых $f_0(n)$ (рис.5). Закон дисперсии представляет собой монотонно возрастающую при увеличении δ поверхность. В области малых расстроек резонанса δ наблюдается разрыв кривых $f_0(n)$, т.е. возникает область запрещенных значений частот, в которых четная квазиповерхностная мода не существует.

Полученные результаты для s–поляризованных нелинейных квазиповерхностных четных мод, распространяющихся в трехслойной структуре с сердцевиной из метаматериала и нелинейными обкладками, нелинейность которых обусловлена взаимодействием экситонов и биэкситонов со светом, существенно отличаются от результатов других работ, где изучались свойства поверхностных волн в структурах на границах метаматериала и керровских сред. Предсказываются эффекты разрывов закона дисперсии и возникновение областей запрещенных значений δ.

Литература

[1] Л.И. Мандельштам. ЖЭТФ **15**, 475 (1945).
[2] В.Г. Веселаго. УФН 92, 517, (1967).
[3] J.b. Pendry. Phys. Rev. Lett. 85, 3966 (2000)/
[4] В.М. Агранович, Ю.Н. Гартштейн. УФН 176, 1057, (2006).
[5] А.Б. Маненков. ПНД **18**, 160, (2010).
[6] I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y. Kivshar. Phys. Rev. E 67, 057602, (2003).