Известия НАН Армении, Физика, т.38, №6, с.366-375 (2003)

УДК 548.0

СВЕРХСВЕТОВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ И АНОМАЛИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ИЗОТРОПНОМ СЛОЕ. I. ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 марта 2003 г.)

Вычислена групповая скорость и исследованы особенности сверхсветового распространения света через изотропный слой. Рассматриваются многослойные системы, обеспечивающие сверхсветовое распространение света на больших расстояниях с компенсированием потерь при прохождении света через систему. Исследованы также ситуации, когда скорость распространения светового импульса замедляется или когда она равняется нулю.

1. Введение

Как известно, световые импульсы в областях аномальной дисперсии или при затухании могут распространяться с групповой скоростью, превышающей скорость распространения света в вакууме. Сверхсветовое распространение в области аномальной дисперсии рассмотрено в работах [1-6] (см. также литературу, цитированную в них). Здесь сверхветовое распространение связано с восстановлением формы пакета волн в процессе поглощения [1-4]. В работах [7,8] рассмотрено туннелирование фотонов через фотонные барьеры, в которых сверхсветовое распространение связано с затухающим распространением волны. В отличие от случая аномальной дисперсии, в этом случае сверхсветовое распространение сопровождается генерацией отраженной волны, распространяющейся в обратном направлении. Известны сообщения об экспериментальных измерениях и теоретических расчетах сверхсветового распространения в различных фотонных барьерах, включающих низкоразмерные волноводы [9-11], в 1D фотонных зонных структурах [12-15], при полном внутреннем отражении [16,17]. Отметим, что эти исследования представляют большой интерес также непосредственно с технической точки зрения, в частности, для оптической связи [12-14]. В работе [18] исследованы особенности групповой скорости при распространении света через слой спиральной периодической среды. Определение групповой скорости, данное в этой работе, совпадает с определением усредненной групповой скорости. Как следует из [18], в спиральных периодических средах в области селективного отражения также наблюдается сверхсветовое распространение света, однако в [18] этому факту дано неверное толкование.

В настоящей работе вычислена групповая скорость, исследованы зависимости групповой скорости от различных параметров среды и от угла падения волны, а также рассмотрено влияние границ на групповую скорость при распространении света через тонкий изотропный слой. Исследованы также многослойные системы, обеспечивающие сверхсветовое распространение на больших расстояниях с компенсированием потерь при прохождении света через систему.

2. Исходные соотношения

Пусть на плоскопараллельный слой с комплексным показателем преломления $n = n' + n''$, находящийся в среде с показателем преломления n_0, падает плоская монохроматическая волна с частотой ω. Слой занимает область пространства $0 \le z \le d$, где ось z ориентирована перпендикулярно поверхности слоя. Рассмотрим случай $\mu = 1$. Падающая волна распространяется под углом ϑ по отношению к оси z. Решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{r}\mathbf{E}_i, \qquad \mathbf{E}_t = \hat{t}\mathbf{E}_i \tag{1}$$

где индексами i,r,t обозначены поля соответственно падающей, отраженной и прошедшей волн,

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E^p_{i,r,t}\mathbf{n}_p + E^s_{i,r,t}\mathbf{n}_s = \begin{bmatrix} E^p_{i,r,t} \\ E^s_{i,r,t} \end{bmatrix}, \tag{2}$$

$\mathbf{n}_p$ и $\mathbf{n}_s$ – орты p- и s-поляризации, соответственно, $\hat{r}$ и $\hat{t}$ – 2x2 матрицы Джонса прошедшей и отраженной волн [19,20], $r_{12} = r_{21} = 0$, $t_{12} = t_{21} = 0$, а $r_{11} = r^p$, $r_{22} = r^s$, $t_{11} = t^p$, $t_{22} = t^s$ определяются из следующих уравнений:

$$1/t^s = \exp(k_{0z}d)\left[\cos(k_z d) - i\frac{(k_{0z}^2 + k_z^2)}{2k_{0z}k_z}\sin(k_z d)\right], \tag{3}$$

$$r^s/t^s = i\frac{(k_{0z}^2 + k_z^2)}{2k_{0z}k_z}\sin(k_z d), \tag{4}$$

$$1/t^p = \exp(k_{0z}d)\left[\cos(k_z d) - i\frac{\frac{n^2}{n_0^2}k_{0z}^2 - \frac{n_0^2}{n^2}k_z^2}{2k_{0z}k_{nz}}\sin(k_z d)\right], \tag{5}$$

$$r^p / t^p = -\frac{\frac{n^2}{n_0^2} k_{0z}^2 - \frac{n_0^2}{n^2} k_{nz}^2}{2k_{0z} k_{nz}} \sin(k_z d), \tag{6}$$

где $k_{0z} = \frac{\omega}{c} n_0 \cos\vartheta$, $k_z = \frac{\omega}{c} n \cos\vartheta_1$, ϑ, ϑ_1 – углы падения и преломления, соответственно ($n \sin\vartheta = n_0 \sin\vartheta_1$).

При рассмотрении взаимодействия световых импульсов в форме узкополосных волновых пакетов с оптическими системами определяются эффективные (усредненные) групповые скорости прошедшего и отраженного световых импульсов, нормированные по c [12-15] для s- и p-волн, которые выражаются через комплексные коэффициенты прохождения $t^{s,p}$ и отражения $r^{s,p}$:

$$v_{gp,s}^{t,r} = \frac{d}{c \cdot \tau_{gp,s}^{t,r}}, \tag{7}$$

где

$$\tau_{gp,s}^{t} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \arg t^{p,s}}{\partial \lambda}, \qquad \tau_{gp,s}^{r} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \arg r^{p,s}}{\partial \lambda}. \tag{8}$$

Определяется также эффективный коэффициент преломления [5]:

$$n_{eff}^{p,s} = 1 / v_{gp,s}^{t}. \tag{9}$$

Определяемые таким образом нормированные групповые скорости (а также эффективные коэффициенты преломления) учитывают влияние границ и зависят от параметров сред, от их показателей преломления, толщины слоя и т.д.

Энергетические коэффициенты отражения $R^{p,s}$ и пропускания $T^{p,s}$ определяются выражениями $R^{p,s} = |r^{p,s}|^2, T^{p,s} = |t^{p,s}|^2$. Определим также величину $Q^{p,s} = 1 - (R^{p,s} + T^{p,s})$, характеризующую долю световой энергии, поглощенной в слое.

3. Групповая скорость

При распространении света через изотропный слой конечной толщины появляется дисперсия (зависимость от частоты) оптических характеристик системы (в частности, амплитудных коэффициентов отражения и пропускания), из-за чего групповая скорость пакета волн отраженного и прошедшего световых импульсов отличается от фазовой скорости даже при отсутствии частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Так, полагая коэффициент преломления постоянным, n=const, т.е. не зависящим от частоты, для v_g^t при нормальном падении света на слой получаем:

$$v_g^t = \frac{4n^2 n_0^2 \cos^2(k_z d) + (n_0^2 + n^2)^2 \sin^2(k_z d)}{n(n+n_0)[2n_0 n \cos^2(k_z d) + (n_0^2 + n^2)\sin^2(k_z d)]}. \tag{10}$$

Отсюда следует, что, если $n \neq n_0$, то $v_g^t \neq 1/n$, и в общем случае v_g^t зависит от длины волны и от параметров слоя. Из (10) видно также, что, если $n < 1$, то $v_g^t > 1$. Действительно, в частности, для толщин слоя, удовлетворяющих условию $\sin(k_z d) = 0$, из (10) получаем

$$v_g^t = \frac{2n_0}{n + n_0},$$

откуда следует вышесказанное, а именно, сверхскоростное распространение света в изотропном слое наблюдается уже при условии $n < 1$ (естественно, при отсутствии дисперсии диэлектрической проницаемости).

Отличие диэлектрической проницаемости от единицы (тем более ее значения, меньшие единицы или отрицательные) уже означает, что имеется частотная дисперсия диэлектрической проницаемости и, следовательно, также поглощение. Ниже мы корректно учтем дисперсию и поглощение. Но сначала, для простоты, будем рассматривать особенности групповой скорости, коэффициента отражения $R^{p,s}$, пропускания $T^{p,s}$ и поглощения излучения в слое $Q^{p,s}$ без учета дисперсии диэлектрической приницаемости. Это целесообразно для того, чтобы в наиболее чистом виде выявить те особенности, которые связаны с наличием границ, а также с отрицательностью ε или с тем, что $\varepsilon < 1$ (при рассмотрении соответственно случаев $\varepsilon < 0$ или $\varepsilon < 1$). Последующий учет поглощения и дисперсии яснее выявит влияние различных факторов на эти особенности. В частности, как будет показано ниже, сверхсветовое распространение в изотропном слое связано как с восстановлением формы пакета волн в процессе поглощения, так и с восстановлением формы пакета волн в процессе генерации отраженной волны, распространяющейся в обратном направлении. Это целесообразно также по той причине, что вдали от линии поглощения или в определенных узких частотных областях между линиями поглощения или линиями поглощения и усиления можно с достаточной точностью пренебречь дисперсией диэлектрической проницаемости [4-6], причем можно выделить такие области, где ε отрицательна или $\varepsilon < 1$.

Отметим также, что существование сред со значением диэлектрической проницаемости $\varepsilon < 1$ или отрицательных, или сред с отрицательной магнитной проницаемостью, или сред с отрицательным коэффициентом преломления доказано теоретически и экспериментально и не вызывает сомнений, а исследования различных особенностей таких сред в последнее время стали очень актуальными [21-24].

Как уже отмечалось, сверхсветовое распространение света было установлено также экспериментально, однако толщины сред, которые проявляют сверхсветовое распространение, обычно сравнительно малы. При больших толщинах световой импульс практически полностью поглощается или полностью отражается [12-15] (см. также нижепредставленные результаты). Поэтому предлагаются различные конфигурации для наблюдения сверхсветового распространения на больших расстояниях с компенсированием потерь при прохождении света через систему (см., например, [12-15]). В данной статье также рассматриваются конфигурации, в которых возможно сверхсветовое распространение на больших расстояниях, однако вначале естественно исследовать особенности сверхсветового распространения в простейшей конфигурации, а именно, в изотропном слое. На рис.1,2 представлены результаты влияния изменения различных параметров изотропного слоя на, $v^{l}_{gp,s}$, а также на $R^{s,p}, T^{s,p}$ и $Q^{s,p}$.

На рис.1 приведены зависимости групповых скоростей $v^{l}_{gp,s}$ p- и s-волн от угла падения ϑ (a), от мнимой части диэлектрической проницаемости (от параметра $\ln[\mathrm{Im}\,\varepsilon]$ (d), а также от толщины слоя d(c) и реальной части диэлектрической проницаемости (от параметра $\mathrm{Re}\,\varepsilon$) (d). На рис.2 представлены зависимости коэффициентов отражения $R^{p,s}$ (кр.1), пропускания $T^{p,s}$ (кр.2), поглощения излучения в слое $Q^{p,s}$ (кр.3) p- и s-волн от угла падения ϑ (б). Как видно из рисунка, при $\varepsilon < 1$ групповая скорость превышает скорость распространения света в вакууме. Механизм превышения групповой скорости над скоростью распространения света в вакууме аналогичен тому, который наблюдается в одномерных фотонных кристаллах и многослойных брэгговских решетках [12-15], и связан с туннелированием световых волн через оптический барьер. Как видно из рис.1a, сверхсветовое распространение наблюдается также при больших углах падения в случае $n > 1$, $n < n_0$. Оно связано с явлением полного внутреннего отражения [16,17].

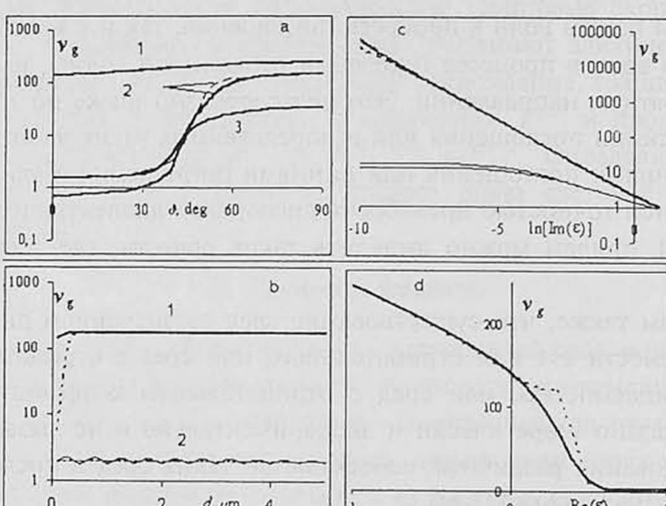

Рис.1. Зависимость групповой скорости $v^{l}_{gp,s}$ от угла падения ϑ (a), от толщины слоя d (b), от мнимой части диэлектрической проницаемости (от параметра $\ln[\mathrm{Im}(\varepsilon)]$ (c) и от реальной части диэлектрической проницаемости ε (d) для s- (сплошные кривые) и p- (штриховые кривые) волн. Кривые 1 соответствуют случаю $\varepsilon < 0$ ($\varepsilon = -0.5 + i0.01$), 2 – случаю $0 < \varepsilon < 1$ ($\varepsilon = 0.5 + i0.01$), а 3 – случаю $n < n_0$ (($\varepsilon = 2.25 + i0.01$, $n_0 = 2.25$)). $\lambda = 0.5$ мкм. $d = 0.5$ мкм (a,c,д), $\vartheta = 45^0$ (c,d), $\vartheta = 30^0$ (b).

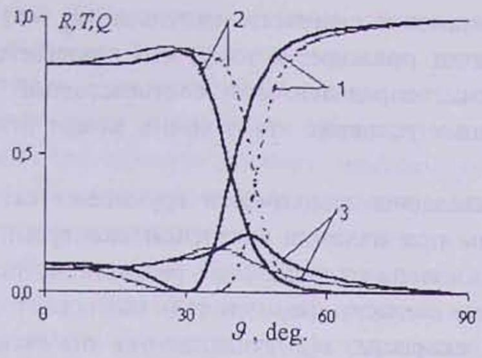

Рис.2. Зависимости коэффициентов отражения $R^{p,s}$ (кр.1), пропускания $T^{p,s}$ (кр.2), поглощения излучения в слое $Q^{p,s}$ (кр.3) s-(сплошные кривые) и p-(штриховые кривые) волн от угла падения ϑ. Параметры те же, что и на рис.1а.

Отметим одну интересную особенность: величины $Q^{p,s}$, характеризующие интегральное поглощение световой энергии в слое для p- и s-волн, проходят через пик в зависимости от угла падения ϑ, свидетельствующий о том, что особенности интегрального поглощения обусловлены как особенностями отражения, так и особенностями пропускания света.

Теперь рассмотрим случай, когда влиянием дисперсии диэлектрической проницаемости пренебречь нельзя. Рассмотрим диэлектрическую среду с лоренцевским законом дисперсии

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \tag{11}$$

где γ – ширина линии поглощения, а ω_p – атомная плазменная частота

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N|f|e^2}{m}, \tag{12}$$

N, e и m – атомная плотность, заряд и масса электрона, соответственно, f – сила осциллятора.

В этом случае определяется также нормированная групповая скорость для безграничной среды (обусловленная дисперсией коэффициента преломления)

$$v_{gz} \equiv \frac{d\omega}{c \cdot dk_z} = \frac{1}{n_z(\omega) + \omega dn_z(\omega)/d\omega}, \tag{13}$$

где

$$n_z(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_0 \sin^2 \vartheta}. \tag{14}$$

Хотя $n_z(\omega)$ близко к единице, его производная может быть достаточно большой, приводя к двум интереснейшим эффектам, а именно, к сверхсветовому распространению ($v_{gz} >> 1$) и к сверхмедленному распространению

($v_{gz} << 1$), и даже к остановке светового импульса ($v_{gz} = 0$). Отметим также, что учет влияния границ приводит к тому, что появляется отличие между групповыми скоростями, определенными соответственно формулами (7) и (13), и при определенных условиях это отличие может стать существенным (см. ниже).

На рис.3 представлены зависимости групповых скоростей $v'_{gp,s}$ p- и s-волн от длины волны при наличии частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Как показывают численные результаты, значения групповой скорости, определенные согласно формуле (13), совпадают со значениями v'_{gs} (значения групповой скорости v'_{gp} существенно отличаются от значения групповой скорости, определенной согласно формуле (13)). Однако в определенных областях длин волн (особенно вблизи экстремумов $\mathrm{Re}(\varepsilon)$ разность между значениями групповой скорости v_{gz} и групповой скорости, определенной согласно формуле (13), также может достигать значительных величин (см. вставку к рис.3). Из рисунка видно, что групповая скорость может стать намного больше скорости распространения света в вакууме, особенно вблизи экстремумов $\mathrm{Re}(\varepsilon)$. Видно также, что групповая скорость может стать как отрицательной, так и намного меньше скорости распространения света в вакууме, а на определенных частотах также непосредственно равняться нулю. Исследование ситуаций, когда скорость распространения светового импульса замедляется или когда она равняется нулю, стало очень актуальным [25-29]. Это связано, в частности, с возможным применением этого эффекта для сохранения информации в квантовых компьютерах.

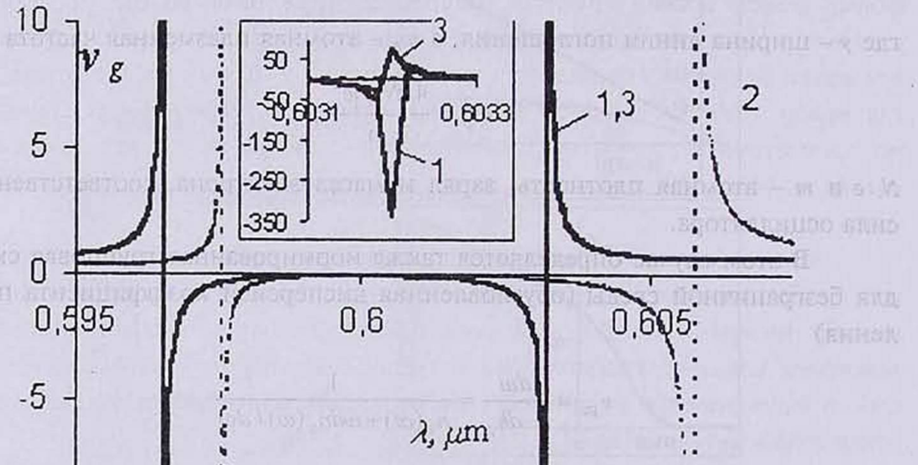

Рис.3. Зависимость групповых скоростей $v'_{gp,s}$ (кр.1,2 соответственно), а также групповой скорости, определенной согласно формуле (9) (кр.3) от длины волны λ. $\omega_p = 10^{14}$ с$^{-1}$, $\omega_0 = 3.14 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$, $\gamma = 7.54 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$, $d = 1$ мкм, $\vartheta = 45^0$.

В заключение рассмотрим системы, обеспечивающие сверхсветовое распространение света на больших расстояниях, также имеющие большое практическое значение. При этом должно выполняться также условие $|t^2|>1$ (условие компенсирования потерь при прохождении света через систему). Сперва рассмотрим простейшую систему, состоящую из двух изотропных слоев, один из которых имеет диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_1<0$, обеспечивающую сверхсветовое распространение света, а другой – это слой усиливающей среды, обеспечивающей компенсирование потерь при прохождении света через систему. Задача может быть решена методом сложения слоев Амбарцумяна [30], согласно которому задача определения $\hat{R}$ и $\hat{T}$ многослойной системы сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned} \hat{R}_j &= \hat{r}_j + \tilde{\hat{t}}_j \hat{R}_{j-1}\left(\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1}\right)^{-1} \hat{t}_j\,, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1}\left(\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1}\right)^{-1} \hat{t}_j\,, \end{aligned} \tag{15}$$

с $\hat{R}_0=\hat{0}$, $\hat{T}_0=\hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ – матрицы Джонса для сред с j и j–1 однородными изотропными слоями, соответственно, $\hat{r}_j, \hat{t}_j$ – матрицы Джонса j-ого однородного изотропного слоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица, $\hat{I}$ – единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой среды с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света “справа” и ”слева” связаны между собой соотношениями

$$\tilde{\hat{T}} = \hat{F}^{-1}\hat{T}\hat{F}, \qquad \tilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1}\hat{R}\hat{F}, \tag{16}$$

где $\hat{F}=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях.

Опуская соответствующие вычисления, переходим непосредственно к обсуждению полученных результатов. Как показывает численный анализ, варьированием параметров системы можно найти ситуации, когда система обеспечивает сверхсветовое распространение с одновременным выполнением условия $|t|^2\geq 1$. На рис.4a,b представлены зависимости коэффициентов прохождения $T^{p,s}$ и нормированных групповых скоростей $v^t_{gp,s}$ p- и s-волн от толщины системы d. Как видно из графиков, этой простой системой можно обеспечить сверхсветовое распространение на расстояниях, существенно превышающих ($10^4 \div 10^5$ раз) толщину слоя с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1<0$. Как показывают численные расчеты, сверхсветовое распространение света с одновременным выполнением условия $T^{p,s}\geq 1$ для p- и s-волн имеет место при различных толщинах. Варьированием параметров системы можно обеспечить сверхсветовое распространение и на существенно больших расстояниях с одновременным обеспечением условия $T^{p,s}\geq 1$.

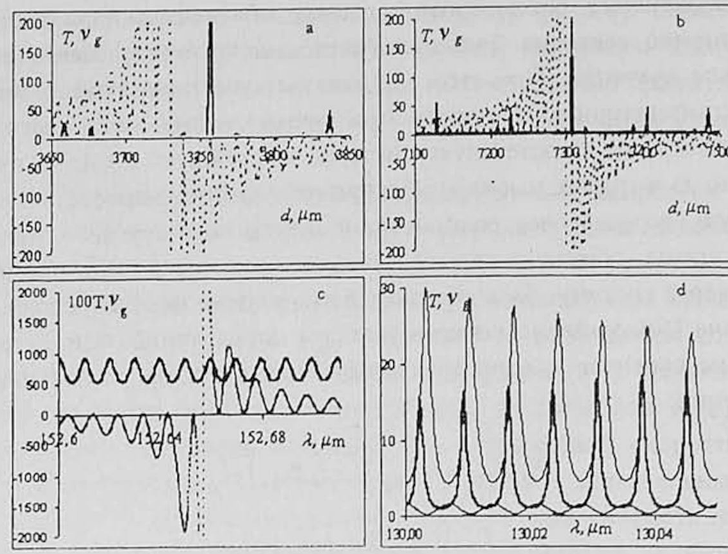

Рис.4. Зависимость коэффициента прохождения T (сплошные кривые) и групповой скорости v_g' (штриховые кривые) от толщины системы d при прохождении света через систему, состоящую из двух изотропных слоев (a,b) и от длины волны λ при прохождении света через систему, состоящую из приложенных друг к другу 400 двухслоев (c,d) для s- (a,c) и p- (b,d) волн. Параметры первого слоя: $\varepsilon = -0.5 + i0.0001$, $d_1 = 0.5$ *мкм*, параметры второго слоя: $\varepsilon = 3.01 - i0.0001$, $d = d_1 + d_2$. $\lambda = 1.5$ мкм (a,b). d_2=3728.5 мкм (c), d_2=7296.5 мкм (d). $\vartheta = 45^0$.

Теперь рассмотрим многослойную систему, состоящую из приложенных друг к другу n вышерассмотренных двух слоев. Эта задача также может быть решена методом сложения слоев Амбарцумяна [30]. Опять опуская соответствующие вычисления, переходим непосредственно к обсуждению полученных результатов. Как показывает численный анализ, варьированием параметров системы (число двухслоев, параметры самых слоев) или изменением длины волны падающего света можно найти ситуации, когда система обеспечивает сверхсветовое распространение на существенно больших расстояниях с одновременным выполнением условия $|t|^2 \geq 1$. Так, на рис.4c,d представлены зависимости коэффициентов прохождения $T^{p,s}$ и нормированных групповых скоростей $v_{gp,s}'$ p- и s-волн от длины волны λ. Рассматривается область длин волн вдали от области дифракционного отражения. Как видно из представленных результатов, существуют области длин волн, где наблюдается сверхсветовое распространение, причем имеет место также условие $T^{p,s} \geq 1$. В этом случае толщина системы порядка $1 \div 2$ м. Отметим, что это не предел, и можно получить сверхсветовое распространение и на больших расстояниях. Отметим также, что на длинах волн в области дифракционного отражения появляется еще один механизм сверхсветового распространения, а именно, дифракционное отражение.

ЛИТЕРАТУРА

1. **C.G.B. Garret** and **D.E. McCumber**. Phys. Rev. A, **1**, 305 (1970).
2. **S.Chu** and **S.Wong**. Phys. Rev. Lett., **48**, 738 (1982).
3. **R.Y.Chiao**. Phys. Rev. A, **48**, R34 (1993).
4. **E.L.Bolda, J.C.Garrison**, and **R.Y.Chiao**. Phys. Rev. A, **49**, 2938 (1994).
5. **A.M.Steinberg** and **R.Y.Chiao**. Phys. Rev. A, **49**, 2071 (1994).
6. **A.Dogariu, A.Kuzmich**, and **L.J.Wang**. Phys. Rev. A, **63**, 053806-1 (2001).
7. **R.Y. Chiao** and **A.M. Steinberg**. Prog. Opt., **37**, 345 (1997).
8. **G.Nimtz** and **G.W.Heitmann**. Quantum Electron., **21**, 81 (1997).
9. **A.Enders** and **G.Nimtz**. Phys. Rev. B, **47**, 9605 (1993).
10. **A.Ranfagni, D.Mugnai, P.Fabeni**, and **G.P.Pazzi**. Appl. Phys. Lett., **58**, 774 (1991).
11. **A.Ranfagni, P.Fabeni, G.P.Pazzi**, and **D.Mugnai**. Phys. Rev. E, **48**, 1453 (1993).
12. **S.Longhi, M.Marano, P.Laporta, M.Belmonte**. Phys. Rev. E, **64**, 055602(R)1 (2001).
13. **S. Longhi, M. Marano**, et al. Phys. Rev. E, **65**, 045602(R)1 (2002).
14. **S.Longhi, P.Laporta, M.Belmonte, E.Recami**. Phys. Rev. E, **65**, 46610 (2002).
15. **V.E.Kochergin, E.V.Kochergin**. Opt. Comm., **211**, 121 (2002).
16. **Ph.Balcou** and **L.Dutriaux**. Phys. Rev. Lett., **78**, 851 (1997).
17. **A.Haibel, G.Nimtz.**, and **A.A.Stahlhofen**. Phys. Rev. E, **63**, 047601 (2001).
18. **A.H.Gevorgyan**. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **378**, 187 (2002).
19. **M.Born** and **E.Wolf**. Principles of Optics. New York, Pergamon Press, 1964.
20. **R.M.A.Azzam** and **N.M.Bashara**. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland, 1977.
21. **J.B.Pendry, A.J.Holden**, et al. IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., **47**, 2075 (1999).
22. **D.R.Smith, W.J.Padallia**, et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000).
23. **R.A.Shelby, D.R.Smith**, et al. Science, **292**, 77 (2000).
24. **Г.А.Крафтмахер, В.С.Бутылкин**. Письма в ЖТФ, **29**, №6, 26 (2003).
25. **М.И.Рязанов**. ЖЭТФ, **103**, 1840 (1993).
26. **S.E.Harris**. Phys. Rev. Lett., **82**, 4611 (1999).
27. **L.V.Hau, S.E.Harris**, et al. Nature (London), **397**, 594 (1999).
28. **E.A.Cornell**. Nature (London), **409**, 461 (2001).
29. **D.F.Phillips, A.Fleischhauer**, et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 783 (2001).
30. **A.H.Gevorgyan, K.V.Papoian, H.V.Pikitchian**. Opt. Spectr., **88**, 586 (2000).

ԳԵՐԼՈՒՍԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՆՈՄԱԼԻԱՆԵՐԸ ԻԶՈՏՐՈՊ ՇԵՐՏՈՒՄ։ I. ԽՄԲԱՅԻՆ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Հաշվված է խմբային արագությունը և հետազոտված են գերլուսային տարածման առանձնահատկությունները իզոտրոպ միջավայրի շերտով լույսի անցման դեպքում։ Դիտարկված են բազմաշերտ համակարգեր, որոնք ապահովում են գերլուսային տարածումը մեծ հեռավորությունների վրա միաժամանակ կոմպենսացնելով լույսի ինտենսիվության կորուստները։ Հետազոտված են նաև այնպիսի իրադրությունները, երբ լուսային իմպուլսի տարածման արագությունը փոքրանում է, կամ երբ այն հավասարվում է զրոյի։

SUPERLUMINAL PROPAGATION AND ANOMALIES OF ABSORPTION OF LIGHT PASSING THROUGH AN ISOTROPIC LAYER. I. GROUP VELOCITY

A.H. GEVORGYAN

The group velocity is calculated and special properties of the superluminal propagation of light through a layer of isotropic medium are studied. The multilayer systems provided the superluminal propagation with compensation of light energy losses are considered. The situations, when the light impulse propagation velocity decreases or when it equals zero, are also studied.