РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2021, том 66, № 3, с. 209–225

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396+537.87

О ПРИНЦИПЕ ПРИЧИННОСТИ И СВЕРХСВЕТОВЫХ СКОРОСТЯХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИГНАЛОВ

© 2021 г. Н. С. Бухман*

Самарский государственный технический университет,
ул. Молодогвардейская, 244, Самара, 443100 Российская Федерация
**E-mail: nik3141rambler@rambler.ru*

Поступила в редакцию 17.04.2018 г.
После доработки 14.03.2020 г.
Принята к публикации 06.10.2020 г.

Рассмотрен вопрос о сверхсветовых (или отрицательных) групповых скоростях сигналов в диспергирующих средах, а также об отрицательных временах групповой задержки сигналов при прохождении через линейные фильтры. Показано, что информация может быть передана только с помощью скачков временной зависимости функции или ее производных, и потому скорость распространения информации в любой (в том числе диспергирующей, поглощающей или усиливающей) среде в точности совпадает с вакуумной скоростью света. Что же касается групповой скорости волнового пакета, то она является всего лишь скоростью распространения его бесконечно дифференцируемой огибающей, с помощью которой передача информации, строго говоря, невозможна. Поэтому в областях с аномальной дисперсией групповая скорость может быть сверхсветовой или отрицательной без нарушения “светового ограничения” теории относительности или принципа причинности. Приведены примеры ситуаций, в которых возникает сверхсветовая или отрицательная групповая скорость.

DOI: 10.31857/S0033849421030049

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим распространение сигнала $E(z,t)$ с частотой несущей ω_1 и комплексной огибающей $A(z,t)$ в однородной изотропной среде вдоль оси z. Предполагая, что сигнал является узкополосным (ширина спектра сигнала мала в сравнении с частотой несущей ω_1), имеем

$$\begin{gathered}
E(z,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(z,\omega)\exp(-i\omega t)d\omega,\\
E(z,\omega) = (2\pi)^{-1}\int_{-\infty}^{+\infty} E(z,t)\exp(i\omega t)dt,\\
E(z,t) = A(z,t)\exp(-i\omega_1 t) + A^*(z,t)\exp(i\omega_1 t),\\
A(z,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(z,\Omega)\exp(-i\Omega t)d\Omega,\\
A(z,\Omega) = (2\pi)^{-1}\int_{-\infty}^{+\infty} A(z,t)\exp(i\Omega t)dt,\\
E(z,\omega) = A(z,\omega-\omega_1) + \left(A(z,-(\omega+\omega_1))\right)^*.
\end{gathered} \tag{1}$$

Здесь $E(z,t)$ и $E(z,\omega)$ – высокочастотный сигнал и его спектр, $A(z,t)$ и $A(z,\Omega)$ – низкочастотная комплексная огибающая сигнала и ее спектр.

Обозначим комплексную огибающую сигнала $A(0,t)$ в начальной точке $z = 0$ как $A^{(0)}(t) \equiv A(0,t)$. Тогда для огибающей сигнала в точке z имеем

$$A(z,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A^{(0)}(\Omega)F(z,\omega)\exp(-i\Omega t)d\Omega, \tag{2}$$

где $F(z,\omega)$ – комплексная передаточная функция слоя вещества толщиной z, определяемая соотношением

$$F(z,\omega) = \exp(ik(\omega)z), \tag{3}$$

в котором $k(\omega) = (\omega/c)n(\omega) = k_r(\omega) + ik_i(\omega)$ – комплексное волновое число для волны с частотой ω, $n(\omega)$ – комплексный показатель преломления среды. Разложив волновое число в ряд Тейлора по сдвигу частоты волны Ω относительно частоты несущей ω_1, имеем

$$\begin{gathered}
F(z,\omega) = \exp\left(iz\sum_{n=0}^{\infty}\frac{k^{(n)}(\omega_1)\Omega^n}{n!}\right) =\\
= \exp\left[iz\left(\sum_{n=0}^{\infty}\frac{k_r^{(n)}(\omega_1)\Omega^n}{n!} + i\sum_{n=0}^{\infty}\frac{k_i^{(n)}(\omega_1)\Omega^n}{n!}\right)\right] \approx\\
\approx \exp\left[iz\left(\sum_{n=0}^{n_r}\frac{k_r^{(n)}(\omega_1)\Omega^n}{n!} + i\sum_{n=0}^{n_i}\frac{k_i^{(n)}(\omega_1)\Omega^n}{n!}\right)\right].
\end{gathered} \tag{4}$$

Предполагая, что спектр сигнала сосредоточен вблизи частоты несущей ω_1 и протяженность трассы (z) не слишком велика, можно ограничиться учетом конечного числа членов ряда для вещественной и мнимой части волнового числа. Это ограничение приводит нас к различным порядкам классической теории дисперсии. Так, например, при $n_r = 1$, $n_i = 0$ получаем приближение вещественной групповой скорости, при котором учитывается групповое запаздывание сигнала и слабое поглощение в экспоненциальном множителе, при $n_r = 1$, $n_i = 1$ — приближение комплексной групповой скорости (которым мы и будем пользоваться в данной работе), при $n_r = 2$, $n_i = 0$ — второй порядок классической теории дисперсии [1] (групповое запаздывание плюс диффузия амплитуды с учетом слабого поглощения в экспоненциальном множителе) и т.д.

Необходимость учета тех или иных членов в разложениях (4) определяется шириной спектра сигнала $\Delta\Omega$ и протяженностью трассы z, поскольку пренебрегать тем или иным членом ряда под экспонентой можно только тогда, когда он мал в сравнении с 1 (а не с другими членами). Введя параметры $z_n^{(r)}$ и $z_n^{(i)}$ с помощью соотношений

$$z_n^{(r,i)} = n!\big/(k_{r,i}^{(n)}(\omega_1)\Delta\Omega^n), \tag{5}$$

можно констатировать, что учет n-го члена в разложении для вещественной (мнимой) части волнового числа в (4) не требуется при $z \ll z_n^{(r,i)}$ и необходим при $z \cong z_n^{(r,i)}$ или $z \gg z_n^{(r,i)}$. В общем случае $z_n^{(r)} \neq z_n^{(i)}$, поэтому в разложении для вещественной и мнимой части волнового числа следует удерживать разное количество членов.

Физическая роль этих членов различна. Член с $n_r = 0$ описывает просто набег фазы при распространении несущей на расстояние z в среде. Член с $n_i = 0$ описывает экспоненциальное затухание несущей. Член с $n_r = 1$ описывает вещественную задержку сигнала (групповое запаздывание огибающей), а член с $n_i = 1$ — мнимую задержку сигнала, которая приводит к искажению временной огибающей интенсивности сигнала. Член с $n_r = 2$ описывает так называемую диффузию амплитуды сигнала (с мнимым коэффициентом диффузии), член с $n_i = 2$ — диффузию амплитуды с вещественным коэффициентом диффузии и т.д. (см. [1]). Ограничившись в (4) учетом членов с $n_r = 1$ и $n_i = 1$ (т.е. ограничившись первым порядком классической теории дисперсии с равноправным учетом вещественной и мнимой части волнового числа), вместо (2) нетрудно получить

$$A(z,t) = \exp(ik(\omega_1)z)A^{(0)}(t - t_{\text{гр}}(z)), \tag{6}$$

где комплексное время групповой задержки сигнала $t_{\text{гр}}(z)$ при распространении на расстояние z определяется соотношениями

$$\begin{gathered} t_{\text{гр}}(z) = k'(\omega_1)z = t_r(z) + it_i(z), \\ t_r(z) = k_r'(\omega_1)z, \quad t_i(z) = k_i'(\omega_1)z. \end{gathered} \tag{7}$$

От обычно используемого [1–4] варианта первого порядка теории дисперсии полученный результат отличается только учетом мнимой части времени задержки волнового пакета. Комплексное время задержки сигнала может быть представлено в виде $t_{\text{гр}}(z) = z\big/v_{\text{гр}}$, где комплексная групповая скорость $v_{\text{гр}}$ определяется соотношением

$$1\big/v_{\text{гр}} = \frac{\partial k(\omega_1)}{\partial\omega_1}. \tag{8}$$

Если определить вещественную и мнимую групповую скорость сигнала $v_{\text{гр}}^{(\text{Re,Im})}$ с помощью соотношений

$$\begin{gathered} 1\big/v_{\text{гр}}^{(\text{Re})} = \text{Re}(1\big/v_{\text{гр}}) = \frac{\partial k_r(\omega_1)}{\partial\omega_1}, \\ 1\big/v_{\text{гр}}^{(\text{Im})} = \text{Im}(1\big/v_{\text{гр}}) = \frac{\partial k_i(\omega_1)}{\partial\omega_1}, \end{gathered} \tag{9}$$

то вещественная t_r и мнимая t_i часть времени задержки может быть выражена через $v_{\text{гр}}^{(\text{Re,Im})}$ с помощью обычных соотношений:

$$t_{r,i}(z) = z\big/v_{\text{гр}}^{(\text{Re,Im})}. \tag{10}$$

В случае произвольного сигнала с гладкой огибающей вещественная часть времени задержки приводит к запаздыванию временной зависимости огибающей сигнала $A(z,t)$ в точке z по сравнению с зависимостью $A^{(0)}(t)$ в точке $z = 0$. Мнимая часть времени задержки приводит к искажению временной зависимости интенсивности сигнала уже в первом порядке теории дисперсии. При этом комплексная огибающая сигнала не искажается в том смысле, что остается той же самой аналитической функцией времени (с дополнительным комплексным сдвигом), но временная зависимость интенсивности сигнала (вещественная функция) может сильно измениться (впрочем, не всегда — исключением является гауссов импульс).

Величина мнимого сдвига огибающей сигнала во времени не зависит (как и величина вещественного сдвига) от формы сигнала, но проявление этого сдвига, естественно, различно для сигналов разной формы и продолжительности.

Интервал применимости приближения групповой скорости в соответствии с соотношением (5) можно записать в виде

$$z \ll z_2^{(r,i)} = 2\big/(k_{r,i}^{(2)}(\omega_1)\Delta\Omega^2).$$

Отождествив для оценок обратную ширину спектра сигнала $\Delta\Omega^{-1}$ и его характерную длительность T, имеем для интервала количественной применимости приближения групповой скорости оценку

$$z \ll 2T^2 \big/ (k_{r,i}^{(2)}(\omega_1)),$$

а для максимальной групповой задержки в пределах этого интервала – оценку

$$t_{\text{гр}}(z) = k'(\omega_1)z \ll 2T^2 k'(\omega_1) \big/ (k_{r,i}^{(2)}(\omega_1)).$$

Существенно, что с ростом длительности сигнала T величина допустимого (в рамках количественной применимости) группового сдвига растет не линейно, а квадратично, т.е. быстрее длительности сигнала. Поэтому при достаточно большой длительности сигнала величина относительного группового сдвига $t_{\text{гр}}/T$ может быть сколь угодно велика, т.е. величина групповой задержки может быть существенно больше длительности сигнала без выхода из области применимости приближения групповой скорости. Это означает, что приближение групповой задержки (или групповой скорости, что то же самое) – "хорошее", несмотря на то что при любой конкретной длительности сигнала оно является количественным лишь при некоторой ограниченной длине трассы.

В качестве иллюстрации высказанных выше соображений на рис. 1 и 2 приведены результаты расчетов распространения узкополосного сигнала в среде с показателем преломления

$$n(\omega) = 1 + \Delta n(\omega),$$

где

$$\Delta n(\omega_0 + \Omega) = \left(\frac{i\alpha_0}{(\omega/c)}\right)\frac{1}{1 - i(\Omega\tau_{\text{л}})}$$

(газовая среда, изолированная спектральная линия поглощения с лоренцевым контуром, центральной частотой ω_0, временем когерентности $\tau_{\text{л}}$ (полуширина спектральной линии – $\Delta\Omega_{1/2} = 1/\tau_{\text{л}}$) и коэффициентом поглощения по амплитуде в центре линии α_0).

Комплексное время групповой задержки сигнала с частотой несущей $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ в такой среде равно

$$t_{\text{гр}}(z) = t_r(z) + it_i(z) = \frac{z}{c} - \frac{\xi\tau_{\text{л}}}{(1 - i\Omega\tau_{\text{л}})^2},$$

$$t_r(z) = \frac{z}{c} - \frac{\xi\tau_{\text{л}}\left(1 - (\Omega\tau_{\text{л}})^2\right)}{\left(1 + (\Omega\tau_{\text{л}})^2\right)^2}, \qquad (11)$$

$$t_i(z) = -\frac{2\xi\tau_{\text{л}}(\Omega\tau_{\text{л}})}{\left(1 + (\Omega\tau_{\text{л}})^2\right)^2},$$

где z – длина трассы, $\xi \equiv \alpha_0 z$ – оптическая толщина пройденного слоя, Ω – сдвиг частоты несущей сигнала от центральной частоты спектральной линии.

Расчеты проведены для исходно гауссова сигнала с длительностью T $A^{(0)}(t) = \exp\left(-t^2/T^2\right)$ и частотой несущей $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$. На рис. 1 показаны результаты расчета временной зависимости сигнала в различных точках трассы при $\Omega = 20\Delta\Omega_{1/2}$ (крыло спектральной линии). В этом случае отстройка несущей от центра спектральной линии достаточно велика, вещественная часть времени задержки больше "светового" времени задержки, мнимая часть времени задержки невелика в сравнении с вещественной частью, поглощение невелико в сравнении с поглощением в центре спектральной линии, но при большой длине трассы может быть значительно. "Световое" время задержки на графиках не показано (точнее, включено в аргумент), т.е. "стояние" кривой на месте соответствует перемещению сигнала с вакуумной скоростью света.

Нетрудно заметить, что рис. 1б отличается от рис. 1а только увеличением в пять раз длительности сигнала и протяженности трассы, а также изменением в пять раз масштаба горизонтальной оси. Тем же самым отличается и рис. 1в от рис. 1б. Таким образом, соседствующие по горизонтали графики рис. 1а–1в соответствуют одним и тем же значениям относительной (в единицах исходной длительности сигнала) задержки сигнала. Выбор параметров сигнала и масштаба графиков приводит к тому, что на разных графиках одной той же строки этой "таблицы графиков" результаты использования приближения вещественной групповой скорости (с игнорированием мнимой части группового времени задержки) графически совпадают друг с другом, так же как совпадают друг с другом и результаты использования приближения комплексной групповой скорости (с комплексным временем задержки). Сравнение результатов этих двух приближений друг с другом и с результатами численного счета (применение прямого и обратного преобразования Фурье) позволяет проконтролировать и сравнить точность обоих этих приближений.

Сравнивая результаты, представленные на рис. 1а, 1б и 1в, нетрудно заметить, что с ростом исходной продолжительности сигнала "живучесть" приближения комплексной групповой скорости, как и следовало ожидать, возрастает. Так, в случае $T = \tau_{\text{л}}$ оно теряет "количественный" статус при дополнительном (по сравнению с вакуумным) отставании сигнала в "две третьих корпуса" (см. рис. 1а, $\xi = 1600$), в случае $T = 5\tau_{\text{л}}$ – при отставании более чем в "полтора корпуса" (см. рис. 1б, $\xi = 14000$); в случае $T = 25\tau_{\text{л}}$ дойти до

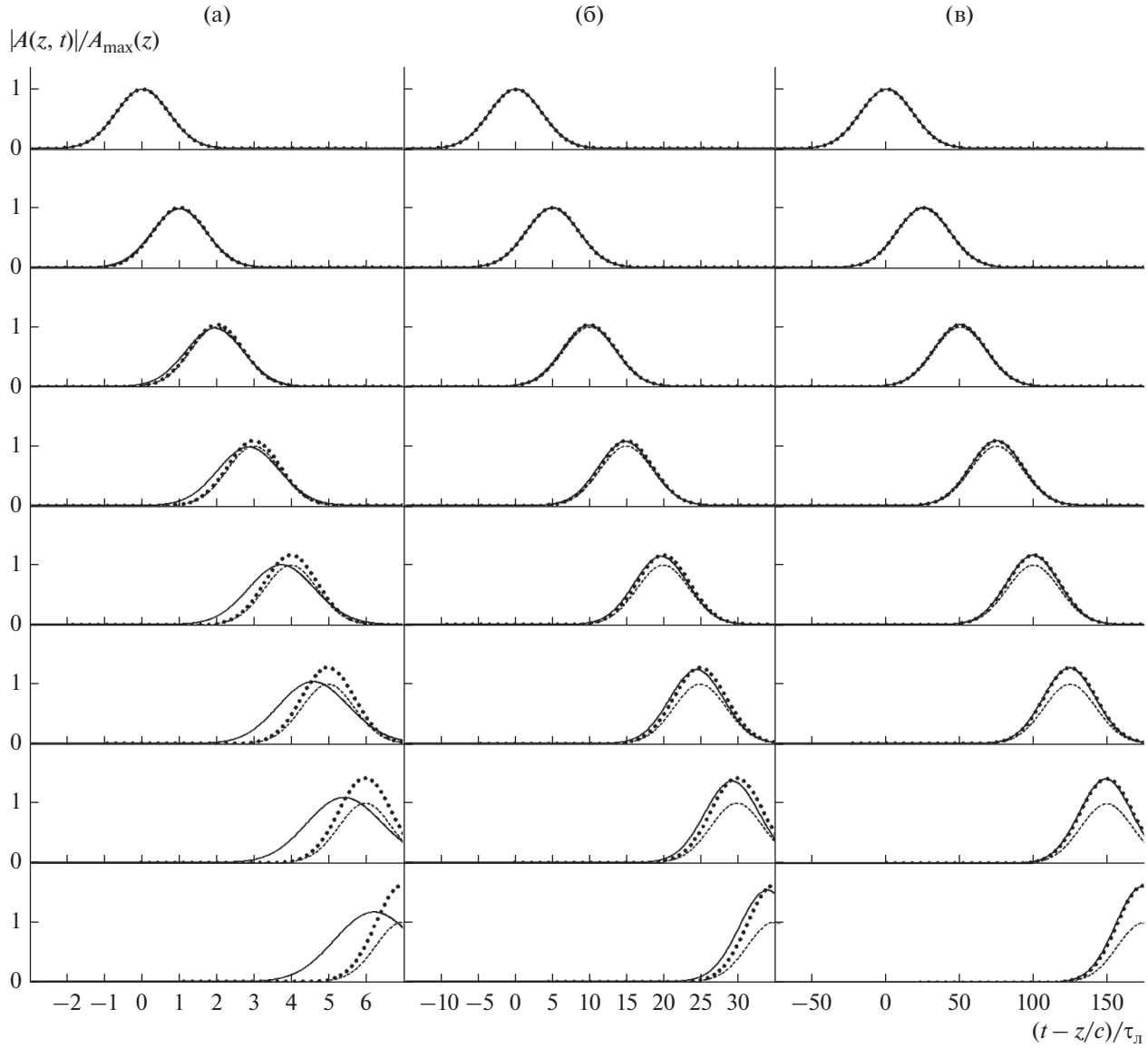

Рис. 1. Результаты расчетов искажения гауссова волнового пакета при $\Omega = 20\Delta\Omega_{1/2}$ для случаев $T = \tau_л$ (а), $T = 5\tau_л$ (б) и $T = 25\tau_л$ (в) при различной оптической толщине пройденного слоя (строки сверху вниз): а) $\xi = 0$, 400, 800, 1200, 1600, 2000, 2400 и 2800; б) $\xi = 0$, 2000, 4000, 6000, 8000, 10000, 12000 и 14000; в) $\xi = 0$, 10000, 20000, 30000, 40000, 50000, 60000 и 70000. По горизонтальной оси на всех графиках отложено время $(t - z/c)/\tau_л$, по вертикальной – амплитуда сигнала, нормированная на амплитуду несущей (в данной точке пространства) $A_{max}(z) = |\exp(kn(\omega_0 + \Omega)z|$. Пунктир – результаты использования приближения вещественной групповой скорости, полужирный пунктир – результаты использования приближения комплексной групповой скорости, сплошная линия – результаты численного счета с применением прямого и обратного преобразования Фурье.

утраты приближением комплексной групповой скорости количественного статуса не удалось – оно в точности совпадает с результатами численного счета даже на самом нижнем графике рис. 1в.

На рис. 2 показаны результаты аналогичных расчетов временной зависимости сигнала в различных точках трассы при $\Omega = 0$ (центр спектральной линии). В этом случае отстройка несущей от центра спектральной линии отсутствует, вещественная часть времени задержки меньше “светового” времени задержки, мнимая часть времени задержки обращается в ноль (дисперсии коэффициента поглощения в центре спектральной линии нет), поглощение достаточно велико, поэтому в расчетах использовались меньшие длины трассы.

Нетрудно заметить, что выбор параметров сигнала и масштаба графиков на рис. 2 приводит (как

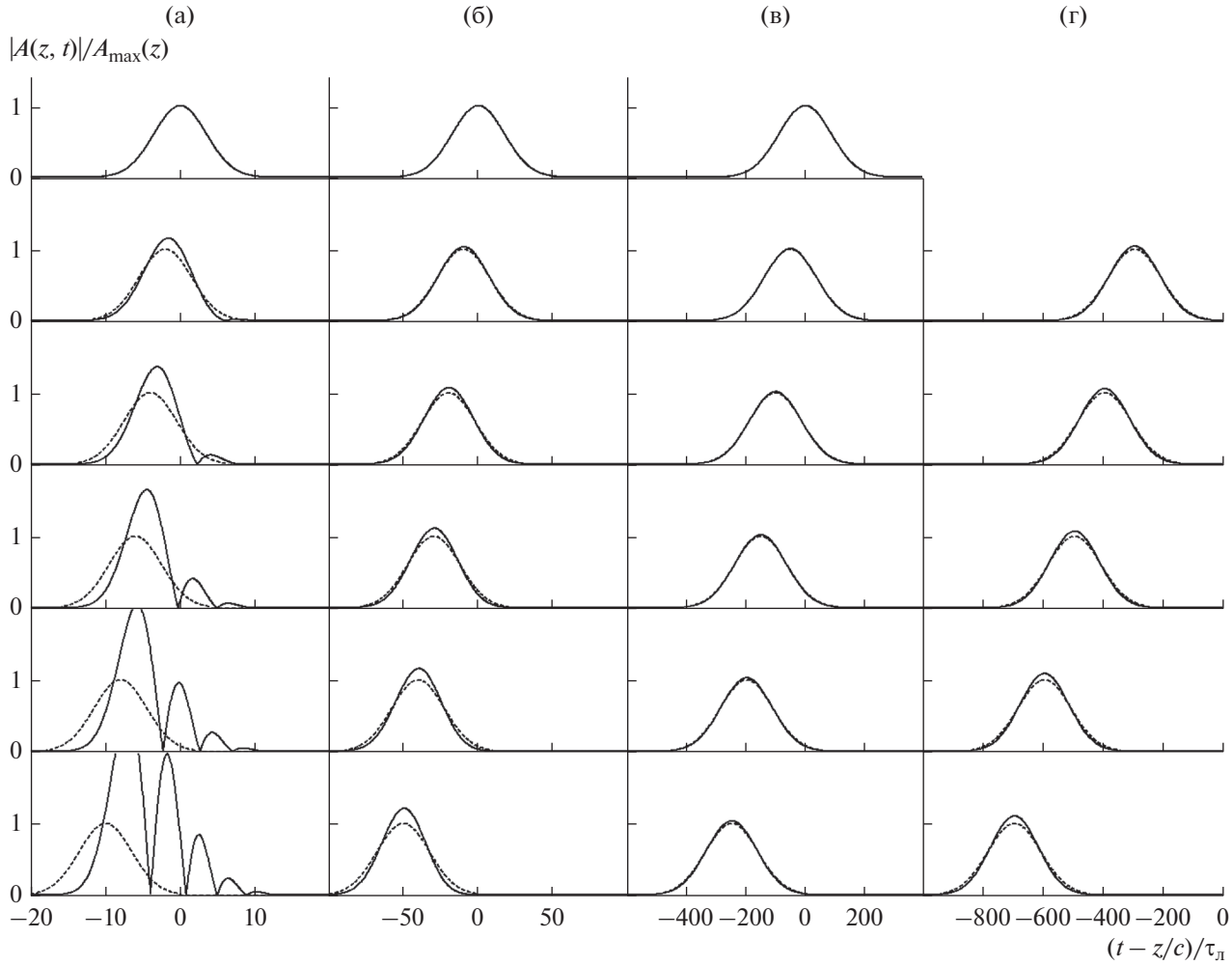

Рис. 2. Результаты расчетов искажения гауссова волнового пакета при $\Omega = 0$ для случаев $T = 5\tau_л$ (а), $T = 25\tau_л$ (б), $T = 125\tau_л$ (в, г) при различной оптической толщине пройденного слоя (строки сверху вниз): а) $\xi = 0, 2, 4, 6, 8, 10$; б) $\xi = 0, 10, 20, 30, 40, 50$; в) $\xi = 0, 50, 100, 150, 200, 250$; г) $\xi = 300, 400, 500, 600, 700$. По горизонтальной оси отложено время $(t - z/c)/\tau_л$, по вертикальной – амплитуда сигнала, нормированная на амплитуду несущей (в данной точке пространства) $A_{max}(z) = |\exp(kn(\omega_0 + \Omega)z|$. Пунктир – результаты использования приближения групповой скорости, сплошная линия – результаты численного счета с применением прямого и обратного преобразования Фурье.

и на рис. 1) к тому, что на разных графиках одной той же строки этой “таблицы графиков” результаты использования приближения групповой скорости (в данном случае мнимая часть времени задержки обращается в 0 и приближения вещественной и комплексной групповой скорости совпадают) совпадают друг с другом. Сравнение этих результатов в результатами численного счета с применением прямого и обратного преобразования Фурье позволяет проконтролировать и сравнить точность приближения групповой скорости.

Анализ приведенных на рис. 2 результатов полностью совпадает с анализом предыдущего рисунка, за исключением того обстоятельства, что в данном случае групповая скорость оказывается сверхсветовой. При этом опережение (т.е. отставание с противоположным знаком) сигнала может быть вполне значительным. Результат попытки дойти до протяженности трассы, при которой приближение сверхсветовой групповой скорости все-таки теряет количественный характер, представлен на рис. 2г. Изображено продолжение распространения того же сигнала, что и на рис. 2в при дальнейшем увеличении протяженности трассы ($\xi = 300, 400, 500, 600$ и 700). Нетрудно заметить, что без потери количественного статуса приближения групповой скорости опережение сигнала доходит до “трех корпусов”.

К сожалению, именно расчеты такого, как на рис. 2, типа, существенно портят “репутацию” приближения групповой скорости. Действитель-

но, она может оказываться не только досветовой, но и сверхсветовой, а время групповой задержки может быть не только больше, но и меньше "светового" времени задержки. Поскольку твердо установленным (в рамках теории относительности) фактом является невозможность передачи информации со скоростью, большей скорости света в вакууме, возникает своего рода парадокс, разрешение которого и является основной целью данной работы.

Прежде всего выясним, почему и в каком именно смысле теория относительности "запрещает" сверхсветовые скорости. Одним из важнейших положений специальной теории относительности [1–4] является инвариантность интервала s ($s^2 = c^2t^2 - r^2$) между двумя событиями по отношению к преобразованиям Лоренца. В частности, инвариантным оказывается разделение интервалов на времениподобные (вещественные – положительные или отрицательные) и пространственноподобные (мнимые). Это означает, что если интервал между двумя событиями в некоторой системе отсчета времениподобен (или пространственноподобен), то и в любой другой системе отсчета он также времениподобен (или пространственноподобен).

Для любых двух событий, интервал между которыми времениподобен, всегда существует система отсчета, в которой они пространственно совпадают, но происходят в разные моменты времени, причем разделение на происходящее раньше (причина) и позже (следствие) опять-таки оказывается абсолютным – если событие А происходит ранее события Б в одной из систем отсчета, то оно будет происходить раньше и в любой другой системе отсчета. Именно этот результат специальной теории относительности можно рассматривать как физическое обоснование принципа причинности, в соответствии с которым событие-причина, предшествующее событию-следствию в одной системе отсчета, в любой другой системе отсчета также ему предшествует. Разумеется, это происходит только в том случае, когда интервал между причиной и следствием времениподобен, т.е. выполняется условие $s^2 = c^2t^2 - r^2 > 0$, а именно – когда время задержки между причиной и следствием t больше "светового времени задержки" r/c.

В противном случае, при выполнении условия $s^2 = c^2t^2 - r^2 < 0$, интервал между двумя событиями А и Б называется пространственноподобным. В этом случае время задержки между событиями А и Б t меньше "светового времени задержки" r/c и эти события не могут находиться в причинно-следственной связи. Причина этого заключается в том, что в случае пространственноподобности интервала между событиями А и Б не существует системы отсчета, в которой события А и Б пространственно совпадают, зато существуют как такие системы отсчета, в которых событие А предшествует событию Б, так и такие, в которых событие Б предшествует событию А, также и такие, в которых события А и Б происходят одновременно. Это означает, что событие А, в одной системе отсчета предшествующее событию Б и являющееся его причиной, в другой системе отсчета может произойти позднее Б и оказаться его следствием.

Посмотрим теперь, как в свете сказанного выглядит сверхсветовая скорость распространения сигнала (*в смысле переносчика той или иной информации*), т.е. сверхсветовая скорость передачи информации $v > c$ из точки А в точку Б. Ясно, что получение в точке Б той или иной информации из точки А способно изменить протекающие в точке Б процессы (если полученная информация ничего не может изменить в принципе, то практически это означает, что информация не получена). В этом случае событие А может рассматриваться как причина события Б. Для возникновения указанной причинно-следственной связи достаточным является выполнения условия $v^2t^2 - r^2 > 0$, которое (при $v > c$) мягче условия времениподобности $s^2 = c^2t^2 - r^2 > 0$ и которое может выполняться и для некоторых пространственноподобных интервалов (а именно – для интервалов s таких, что $(c^2 - v^2)t^2 < s^2 < 0$).

Таким образом, предположив, что некоторый сигнал, *способный переносить информацию*, в некоторой среде способен распространяться со скоростью выше вакуумной скорости света c, мы приходим к фундаментальному противоречию. Действительно, такой сигнал был бы способен обеспечить причинно-следственную связь между событиями А и Б, разделенными пространственноподобным интервалом. Но разделение на причины (происходящие ранее) и следствия (происходящие позднее) между событиями А и Б, разделенными пространственноподобным интервалом, относительно – в одних системах отсчета раньше происходит событие А, в других – Б. Поэтому наличие сверхсветового сигнала, *переносящего информацию*, привело бы к крушению принципа причинности целиком (по крайней мере, в его классическом понимании) – событие, являющееся в одной системе отсчета причиной, в другой системе отсчета выступало бы как следствие и наоборот.

Результатом описанных рассуждений явился общеизвестный (и совершенно справедливый) вывод о невозможности распространения сигнала (*в смысле переносчика информации*) со сверхсветовой скоростью.

К сожалению, иногда этот совершенно справедливый вывод формулируют как утверждение о том, что "ни один материальный объект не может распространяться со скоростью, превышающей

вакуумную скорость света", ошибочно предполагая, что любой материальный объект может быть использован для передачи информации (общеизвестный контрпример – вполне материальный "солнечный зайчик", способный перемещаться со сверхсветовой скоростью).

В результате этого недоразумения длительное время существование сверхсветовых групповых скоростей для некоторых типов волн в некоторых средах совершенно несправедливо игнорировалось или же они без обсуждения объявлялись "нефизическими" и "противоречащими теории относительности" (см., например, [3, с. 139; 4, с. 545]).

Впрочем, и теоретические, и экспериментальные исследования этого феномена продолжались (см. [5–71][1]), и к настоящему моменту стало ясно, что существование сверхсветовых групповых скоростей никоим образом не противоречит основным постулатам специальной теории относительности, а существование в некоторых физических системах отрицательных групповых времен задержки сигнала никоим образом не противоречит принципу причинности.

2. ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ КАК СКОРОСТЬ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ГЛАДКОЙ ОГИБАЮЩЕЙ, А НЕ СКОРОСТЬ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

Если разобраться, не только фазовая, но и групповая скорость волны не является скоростью передачи информации, и поэтому "световое ограничение" специальной теории относительности не распространяется не только на фазовую, но и на групповую скорость.

Если говорить о фазовой скорости, то ее "право" быть сверхсветовой без противоречия с теорией относительности давно признано; групповую же скорость до сих пор часто ошибочно отождествляют со скоростью распространения сигнала в смысле переносчика информации, что, вообще говоря, совершенно неверно. Групповая скорость является скоростью перемещения гладкой огибающей сигнала, а гладкая (точнее, бесконечно дифференцируемая[2]) огибающая, в сущности, информацию не переносит.

Для понимания смысла этого утверждения необходимо напомнить, что в теории функций комплексного переменного существует теорема о единственности аналитической функции (см., например, [72, п. 18]), утверждающая (помимо всего прочего), что две аналитические функции, совпадающие на некотором конечном отрезке вещественной оси, совпадают на всей вещественной оси. В частности, аналитическая функция, тождественно равная нулю на некотором отрезке вещественной оси, есть тождественный нуль на всей вещественной оси.

В нашем случае это означает, что сигнал $E(t)$, являющийся аналитической функцией вещественной переменной t и не являющийся при этом тождественным нулем, не может обращаться в 0 ни на одном конечном отрезке вещественной оси t – в частности, он не может удовлетворять условию $E(t) = 0$ при $t \le t_0$. Это означает, что такой сигнал существовал, существует и будет существовать всегда (при $-\infty < t < +\infty$) и в принципе не может использоваться для передачи информации.

Действительно, в любой точке пространства z в любой момент времени t уже доступна для анализа часть сигнала, принятая во все предыдущие моменты времени. По этой уже принятой части сигнала в соответствии с упомянутой выше теоремой о единственности аналитической функции в принципе может быть полностью восстановлена его временн*а*я зависимость в любой предыдущий или последующий момент времени без приема оставшейся части сигнала. Поэтому ни один сигнал, использующийся для передачи информации, не может являться аналитической функцией на всей вещественной оси; он может лишь совпадать с некоторой аналитической функцией при $t > t_0$, где t_0 – момент возникновения сигнала (разрыв). В теории сигналов почти тот же самый факт обычно поясняется так: "Все сигналы, несущие информацию, являются случайными, так как полностью детерминированный сигнал информации не содержит (он может быть создан в месте приема без канала связи)" [73, с. 11]. Точка t_0 при этом является точкой нарушения его аналитичности, что обычно проявляется как разрыв временн*о*й зависимости самого сигнала и (или) некоторых из его производных. Именно разрывы сигнала и его производных и переносят информацию, потому что в принципе временная зависимость любого бесконечно дифференцируемого между любыми двумя точками разрыва сигнала может быть полностью восстановлена по его производным в точке разрыва (аналитическое продолжение с помощью степенных рядов, см. [72]) без реального приема этого сигнала в точке приема; немедленно после приема любого сколь угодно малого, но конечного фрагмента сигнала за разрывом мы *уже* имеем полную информацию о поведении сигнала до следующей точки разрыва.

В качестве примера укажем на случай, когда максимум гауссова сигнала в точке приема появляется с задержкой менее "световой" (см. рис. 2). Более того, при достаточно сильной дисперсии среды время задержки может оказаться не только менее "светового", но и вообще отрицательным,

[1] Данная статья не является обзорной, поэтому приведенный список литературы, разумеется, неполон, обзор по теме см. в [37, 39].

[2] Еще точнее – функция, которая может быть разложена в степенной ряд с ненулевым радиусом сходимости.

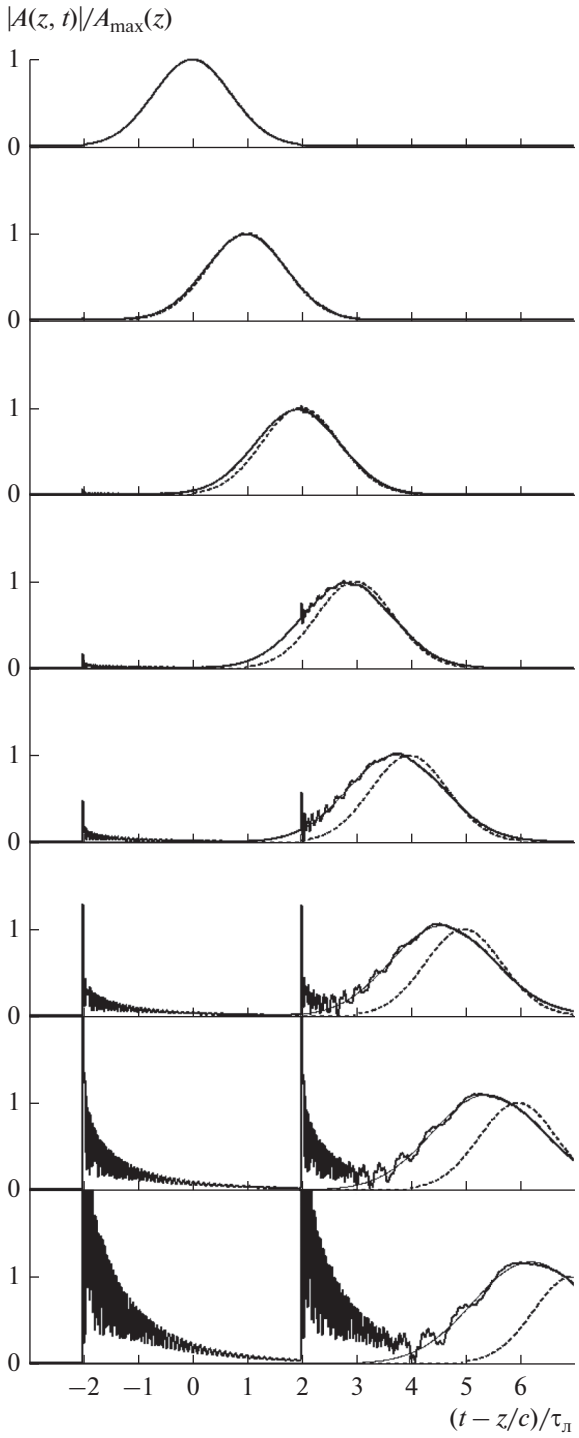

Рис. 3. Результаты расчета временной зависимости гауссова волнового пакета с дополнительным обрезанием в моменты времени $t = T_1 = -2T$ и $t = T_2 = 2T$ при $\Omega = 20\Delta\Omega_{1/2}$ для случая $T = \tau_л$ при различной оптической толщине пройденного слоя (строки сверху вниз) ξ =0, 400, 800, 1200, 1600, 2000, 2400, 2800. Показаны результаты численного расчета (толстая сплошная линия), результаты численного расчета для соответствующего "необрезанного" сигнала (тонкая сплошная линия) и результаты приближения вещественной групповой скорости (штриховая линия).

т.е. максимум сигнала появится в точке приема раньше, чем будет передан. Возникает вопрос, нарушает ли этот результат принцип предельности скорости света или принцип причинности. Нет, конечно. Ведь передаваемый нами сигнал (гауссов импульс) бесконечен и потому информацию, в сущности, вообще не переносит даже в вакууме – в любой точке пространства и в любой момент времени мы уже "видим" тот или иной конечный фрагмент этого "сигнала" и по нему в принципе можем полностью воссоздать все прошлое и все будущее этого сигнала: и величину максимума, и время его появления, и задний хвост, и все прочее[3]. То, что максимум сигнала появляется (с нашей точки зрения) слишком рано, означает только то, что задачу "прогноза" в данном случае вместо нас выполняет резонансно-поглощающая среда. Проверить, что это всего-навсего прогноз, можно, рассмотрев сигнал, передача которого внезапно прекращена. В этом случае и мы, и среда сможем узнать о прекращении передачи сигнала только тогда, когда до точки наблюдения дойдет разрыв огибающей. Поскольку разрыв огибающей ни при какой общей длительности сигнала не является плавным изменением, он никогда не перемещается с групповой скоростью, и возникает вопрос о скорости перемещения разрывов сигнала.

Вопрос о скорости перемещения разрывов электромагнитного сигнала или его производных подробно рассмотрен в работах [39–44, 47, 48, 62, 67, 69–71]. Основным результатом проведенного исследования является вывод о том, что эти разрывы в абсолютно любой среде перемещаются в точности со скоростью света в вакууме – не больше (и не меньше!), причем в одномерной задаче амплитуда соответствующего разрыва при распространении сигнала не изменяется (даже в поглощающей или усиливающей среде).

В качестве примеров перемещения разрывов огибающей сигнала на рис. 3 и 4 приведены результаты расчетов ограниченного во времени гауссова импульса. Расчеты проведены для обрезанного гауссова сигнала с длительностью T, передача которого начата в момент времени T_1 и завершена в момент времени T_2:

$$A^{(0)}(t) = \begin{cases} 0, & t < T_1 \\ \exp\left(-t^2/T^2\right), & T_1 \le t \le T_2 \\ 0, & t > T_2 \end{cases}.$$

На рис. 3 показаны результаты расчета временной зависимости того же самого сигнала в тех же самых точках трассы, что и на рис. 1а ($T = \tau_л$,

[3] Другими словами, вся информация о временной зависимости такого сигнала за пределами любого конкретного конечного временного интервала является избыточной – она может быть восстановлена по временной зависимости в пределах этого интервала.

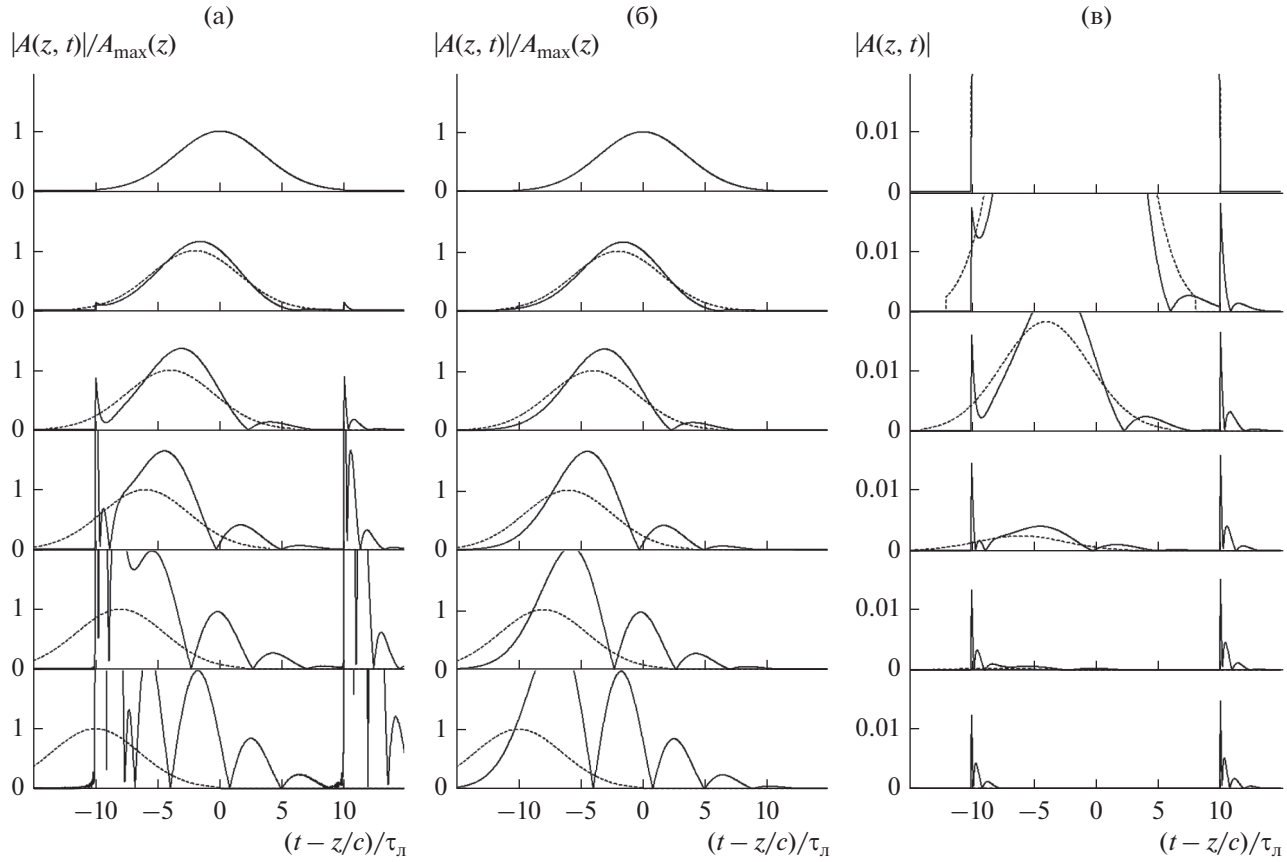

Рис. 4. Результаты расчета временной зависимости гауссова волнового пакета с дополнительным обрезанием в моменты времени $t = T_1 = -2T$ и $t = T_2 = 2T$ при $\Omega = 0$ для случая $T = 5\tau_л$ при различной оптической толщине пройденного слоя (строки сверху вниз) $\xi = 0, 2, 4, 6, 8$ и 10. Результаты численного расчета (сплошная кривая): обрезанный спереди и сзади сигнал, но в разном масштабе на рис. (а) и (в), необрезанный соответствующий сигнал (б); результаты приближения групповой скорости (штриховая кривая).

$\Omega = 20\Delta\Omega_{1/2}$, $\xi = 0$, 400, 800, 1200, 1600, 2000, 2400 и 2800), но с дополнительным обрезанием при $t = T_1 = -2T$ и $t = T_2 = 2T$. Амплитуда скачков на переднем и заднем фронте сигнала равна $\exp(-4) = 0.018$ и с ростом протяженности трассы не меняется[4]. Естественно, что эти скачки формируют “предвестники”, все параметры которых находятся в полном количественном согласии с результатами [39–41, 47, 48, 62, 67, 69–71]. Видно, что графики на рис. 3 отличаются от графиков рис. 1а только наличием “предвестников”, под которыми мы понимаем скачки огибающей вместе с формирующимися за ними “хвостами”. “Плавная часть” сигнала действительно перемещается с досветовой групповой скоростью, постепенно отставая от предвестников и в конце концов оказывается отделена не только от переднего, но и от заднего предвестника. Предвестники на наших графиках неподвижны, что означает, что они перемещаются в точности с вакуумной скоростью света. Изначально предвестники гораздо меньше сигнала ($0.018 \ll 1$) и потому незаметны. Но с ростом протяженности трассы и экспоненциальным ослаблением сигнала предвестники, как и отмечалось в [40, 41], постепенно “выходят на передний план” и в конце концов от сигнала ничего кроме предвестников и не остается.

На рис. 4 показаны результаты расчета временной зависимости того же самого сигнала в тех же самых точках трассы, что и на рис. 2а ($T = 5\tau_л$, $\Omega = 0$, $\xi = 0, 2, 4, 6, 8, 10$), но с дополнительным обрезанием при $t = T_1 = -2T$ и $t = T_2 = 2T$. Амплитуда скачков на переднем и заднем фронте сигнала по-прежнему равна $\exp(-4) = 0.018$ и с ростом протяженности трассы не меняется. В данном случае исходная продолжительность сигнала невелика и приближение групповой скоро-

[4] Хорошо заметный на графиках рост “предвестников” на самом деле кажущийся – предвестники как раз сохранят свою амплитуду. Просто с ростом протяженности трассы они кажутся все больше на фоне экспоненциально затухающего сигнала.

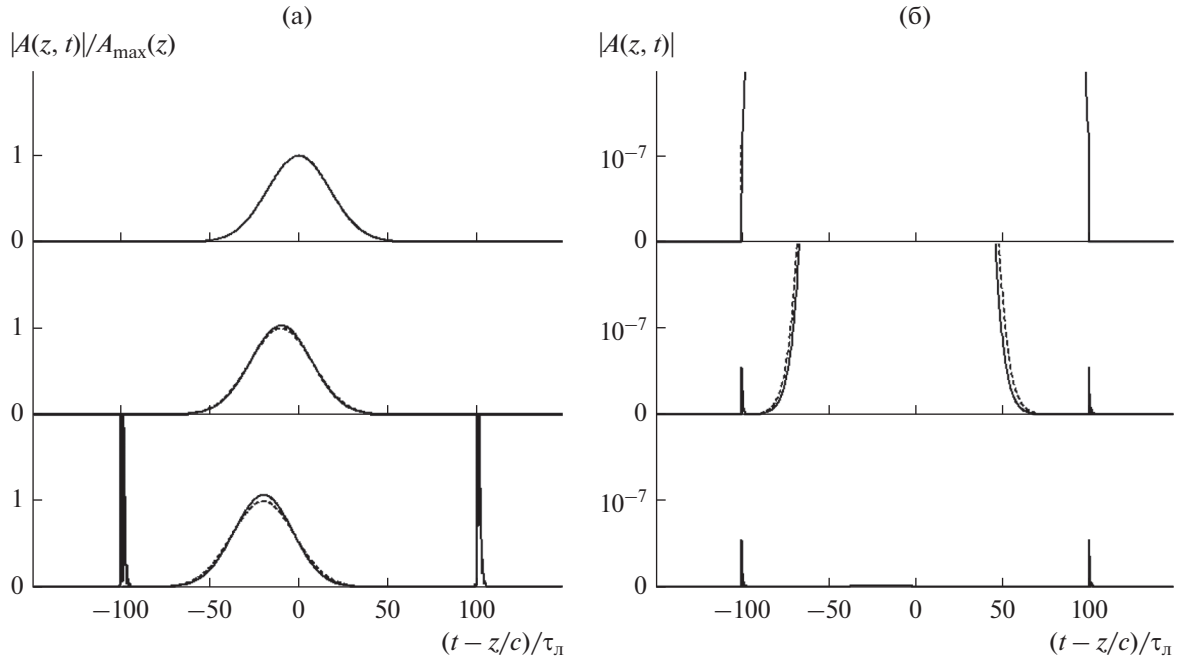

Рис. 5. Результаты расчета временной зависимости гауссова волнового пакета с дополнительным обрезанием в моменты времени $t = T_1 = -4T$ и $t = T_2 = 4T$ при $\Omega = 0$ для случая $T = 25\tau_л$ при различной оптической толщине пройденного слоя (строки сверху вниз) $\xi = 0$, 10 20. Графики на рис. 5а и 5б отличаются только масштабом – кривые рис. 5а нормированы на максимум, рис. 5б – нет. Результаты численного расчета (сплошная линия) и результаты применения приближения групповой скорости (штриховая линия).

сти быстро теряет количественный статус. Тем не менее можно заметить, что максимум обрезанного сигнала, во-первых, перемещается со сверхсветовой скоростью и, во-вторых, ни в коем случае не обгоняет передний предвестник. Это, во-первых, означает, что групповая скорость вполне может быть сверхсветовой, но, во-вторых, ни о каком нарушении принципа причинности речь не идет.

Кривые рис. 4а и 4б нормированы на максимум, кривые рис. 4в – нет, поэтому на кривых рис. 4а наблюдается кажущийся “рост” предвестников, на кривых рис. 4в амплитуда предвестников стабильна (и равна 0.018) и наблюдается ослабление сигнала в результате поглощения, а на кривых рис. 4б предвестников вовсе нет, потому что они появляются только в случае разрыва огибающей исходного сигнала.

На рис. 5 показаны результаты расчета временной зависимости обрезанного спереди и сзади сигнала большей продолжительности ($T = 25\tau_л$). Речь идет о временной зависимости того же самого сигнала в тех же самых точках трассы, что и на рис. 2б ($T = 25\tau_л$, $\Omega = 0$, $\xi = 0$, 10, 20), но с дополнительным обрезанием при $t = T_1 = -4T$ и $t = T_2 = 4T$. Амплитуда скачков на переднем и заднем фронте сигнала теперь равна $\exp(-16) = 1.125\times10^{-7}$ и с ростом протяженности трассы не меняется. На рис. 5а и 5б изображено то же самое, что и на рис. 4а и 4в; отличие заключается лишь в том, что за счет большей протяженности трассы сигнал появляется в точке приема со значительным опережением, причем (в отличие от предыдущего случая) без искажений, т.е. в рамках приближения групповой скорости. Рисунок 5а отличается от рис. 5б только масштабом по вертикальной оси. На рис. 5а хорошо видно распространение горба кусочно-голономного сигнала в интервале между передним и задним предвестником со сверхсветовой скоростью и практически без искажений. На рис. 5б хорошо видно, что с ростом протяженности трассы от кусочно-голономного сигнала практически остаются только предвестники.

На рис. 6а и 6б с большим временным разрешением показана структура переднего и заднего предвестников, представленных на рис. 5. Видно, что передний и задний предвестники практически не отличаются друг от друга, несмотря на то что они являются предвестниками, сформированными разными разрывами и в точности друг с другом не совпадают. Это связано с тем, что основное влияние на структуру предвестника оказывает величина скачка амплитуды функции и протяженность трассы (см. [39–41, 47, 48, 62, 67, 69–71]), а они у переднего и заднего предвестника совпадают. Отмеченная “нечувствительность”

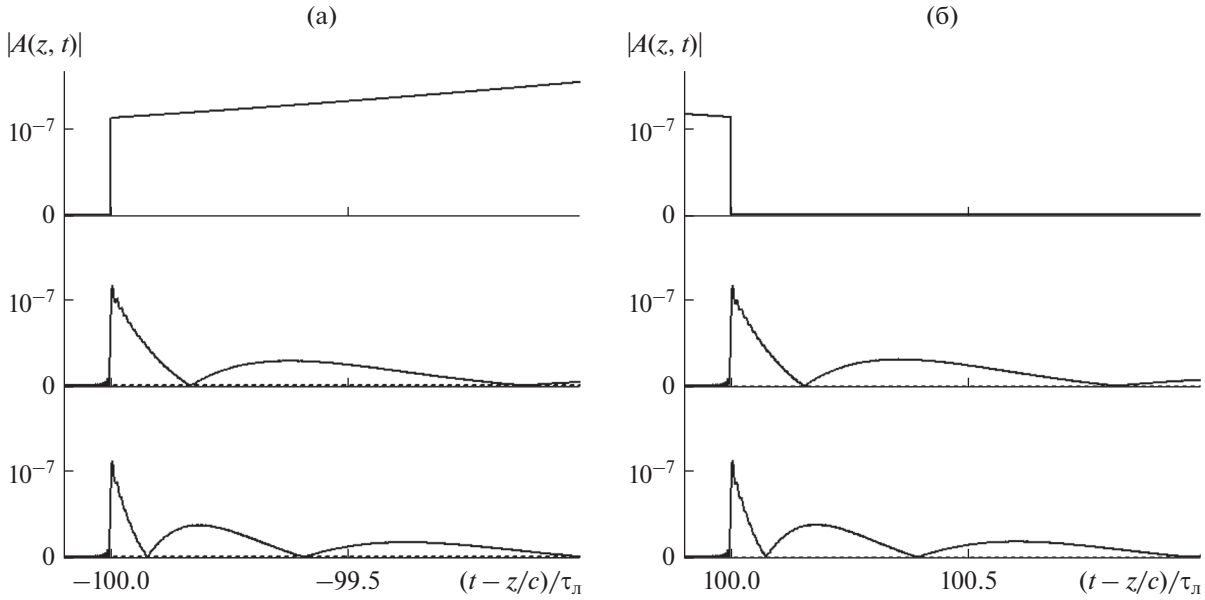

Рис. 6. Эволюции переднего (а) и заднего (б) предвестников по мере распространения сигнала продолжительностью $T = 25\tau_л$, при $\Omega = 0$, $\xi = 0, 10, 20$ (сверху вниз), с обрезанием при $t = T_1 = -4T$ и $t = T_2 = 4T$ (см. рис. 5).

структуры предвестников к второстепенным деталям вкупе с их весьма характерной структурой свидетельствует об удачности самого понятия “предвестник”. Величина скачка амплитуды предвестников, как и должно быть, не изменяется, а продолжительность переднего “зуба” любого из предвестников с ростом протяженности трассы снижается по гиперболическому закону ($t_з \approx \tau_л/\xi$, см. [41, ф-ла (28)]).

3. ПЕРЕНОСЯЩИЕ И НЕ ПЕРЕНОСЯЩИЕ ИНФОРМАЦИЮ СИГНАЛЫ

Путаница в вопросе о возможности или невозможности распространения сигнала со сверхсветовой скоростью связана, вероятно, с исторически сложившейся “двойственностью” смысла понятия “сигнал”. Термин “сигнал” используется и в специальной теории относительности (в смысле “переносчик информации”, далее будем называть такие сигналы “сигналами-разрывами”, или просто “разрывами”), и во многих других естественных науках (как правило, в смысле “временная зависимость некоторой бесконечно дифференцируемой функции”, далее – “голономные сигналы”[5]), и в теории связи (как в смысле “переносчик информации”, так и в смысле “временная зависимость функции, причем не обязательно гладкой”, далее – “кусочно-голономные сигналы”). Все три смысла традиционны и вряд ли могут быть отменены чьим-либо “декретом”. Тем не менее первые два понятия не только не являются синонимами, но и в некотором роде пребывают в антагонизме, а третье является комбинацией первых двух и потому часто оказывается внутренне противоречивым.

В специальной теории относительности сигналом обычно называют бесконечно короткий световой импульс (именно этот сигнал среди прочих рассмотрен в [40] как “дельта-импульс”). Его спектр бесконечно широк, и потому лишь бесконечно малая часть его энергии попадает в полосу дисперсии любой материальной среды. Поэтому для него любая среда – вакуум, и он распространяется без искажения формы (нечему искажаться), без затухания (для него среды нет), без изменения продолжительности (она равна нулю) со скоростью, в точности равной скорости света в вакууме (не больше и не меньше).

Проведенный в [40, 41] анализ показывает, что аналогичными свойствами обладают разрывы кусочно-голономных сигналов (именно сами разрывы, а не то, что было до и будет после разрыва) или их производных любого порядка, которые тоже могут считаться “сигналом-разрывом” и тоже распространяются без искажений в точности с вакуумной скоростью света.

Разумеется, на практике при использовании имеющихся в настоящее время технических средств передача информации обычно осуществ-

[5] Правильнее было бы назвать их аналитическими (в том смысле, который вкладывается в это понятие в теории аналитических функций). Но термин “аналитический сигнал” уже занят, а математические термины “голономная функция” и “аналитическая функция” практически тождественны.

ляется именно с групповой скоростью, поскольку именно с этой скоростью распространяется энергия волны, а приемники сигнала рассчитаны именно на прием “основной”, наиболее энергетически значимой части сигнала. Однако это обстоятельство связано всего лишь с исторически обусловленной ограниченностью наших нынешних технических возможностей и не имеет принципиального характера.

За сигналом-разрывом всегда следует тот или иной “хвост” (быстро спадающий в поглощающей среде или, напротив, отстающий от разрыва и превращающийся в гигантский гауссов импульс в усиливающей среде, см. [21, 22]). Комбинация “разрыв + следующий за ним хвост” обычно именуется “предвестником” сигнала и до сих пор является предметом интенсивных исследований (см. [37–41, 47, 48, 62, 67, 69–71]). Свойства же самих разрывов крайне ограничены и хорошо всем известны – они распространяются в точности со скоростью света в вакууме (ни процентом больше и ни процентом меньше), не искажаются (как может исказиться разрыв функции?), формы не имеют (если не считать его “формой” ранг разрыва, который у “сигнала-разрыва” сохраняется), длительность их (разрывов) равна нулю. По существу, именно эти “сигналы-разрывы” и переносят информацию, потому что временная зависимость сигнала на любом сколь угодно малом конечном интервале времени за разрывом позволяет восстановить временную зависимость кусочно-голономного сигнала до следующего “сигнала-разрыва” и прием оставшейся части сигнала просто не нужен.

Тем не менее как раз такие “истинные” сигналы (“сигналы-разрывы”) на практике не используются, потому что мощность дельта-импульса бесконечна; передать же разрыв временной зависимости кусочно-голономного сигнала без передачи самой этой временной зависимости (до и после разрыва) просто невозможно. Уже простейший из кусочно-голономных сигналов (П-импульс) имеет как минимум передний и задний фронт (и потому содержит по меньшей мере два “сигнала-разрыва”), а также гладкую временную зависимость между этими фронтами (т.е. содержит и фрагмент голономного сигнала).

Голономный сигнал, являющийся аналитической на всей вещественной оси функцией, как показано выше, принципиально не может использоваться для передачи информации по той же самой причине, по которой сверхсветовая фазовая скорость не может использоваться для передачи информации со сверхсветовой скоростью. Действительно, любой конечный фрагмент строго гармонической функции однозначно определяет ее поведение на бесконечном интервале времени $-\infty < t < +\infty$, и именно поэтому строго гармоническая функция не может использоваться для передачи информации. Но ведь то же самое относится и к любой аналитической функции: любой конечный фрагмент аналитической функции однозначно определяет ее поведение на бесконечном интервале времени $-\infty < t < +\infty$, и именно поэтому аналитическая функция тоже не может использоваться для передачи информации.

Подчеркнем, что приведенное выше рассуждение о возможности полного восстановления любого голономного сигнала в любой точке пространства по любому его конечному фрагменту относится не только к обсуждаемой в данной статье групповой скорости – даже далеко за пределами применимости приближения комплексной групповой скорости (при сколь угодно сильном искажении сигнала в процессе распространения) голономный в стартовой точке сигнал остается голономным в любой точке приема и потому его пусть и искаженная (при распространении) временная зависимость в любой точке пространства может быть полностью восстановлена по любому своему пусть и искаженному конечному фрагменту.

Голономные сигналы – и это абсолютно строгий результат – могут распространяться с любой (не только до- или сверхсветовой[6] [5–7, 19, 12–15, 18, 20, 22, 25–31, 34–39, 46, 70, 71], но и отрицательной [8, 9, 11, 13, 15–19, 70, 71] и даже комплексной [13, 20, 22–25, 28, 29, 36, 38, 46, 70, 71]) скоростью. Это не противоречит ни принципу причинности, ни теории относительности по той простой причине, что такие сигналы не переносят информацию в принципе.

Кусочно-голономные сигналы, представляющие собой кусок аналитической функции с обрезанным носом и хвостом (т.е. отличные от нуля лишь на конечном интервале оси времени), являются “гибридом” двух “базовых” типов сигнала (“сигналов-разрывов” и “голономных сигналов”) и потому проявляют смешанные свойства – начальный и конечный скачки перемещаются со скоростью света в вакууме, а гладкая функция между ними – с групповой скоростью, которая может быть меньше или больше вакуумной скорости света. В результате в случае сверхсветовой групповой скорости происходит “затирание” носа гладкого сигнала передним скачком и “регенерация” непереданного хвоста сигнала перед задним скачком. В случае досветовой групповой скорости иногда [24] может происходить противоположный процесс.

[6] Данный вывод иногда подвергается критике – см., например, [74].

На рис. 7а–7г приведен конкретный пример регенерации непереданной задней половины “половинного” гауссова сигнала

$$A^{(0)}(t) = \begin{cases} 0, & t < T_1 \\ \exp\left(-t^2/T^2\right), & T_1 \le t \le T_2 \\ 0, & t > T_2 \end{cases}$$

при $T_1 = -4T$, $T_2 = 0$, $T = 10\tau_л$, $\Omega = 0$, $\xi = 0, 5, 10, 15$. В этом случае в точке старта передний предвестник гораздо слабее сигнала и начинает проявляться только при $\xi = 15$. Задний предвестник в точке старта достаточно велик (амплитуда скачка равна 1), но именно принцип причинности “не позволяет” ему “затереть” предшествующую часть сигнала. Поэтому в точке приема появляется “регенерированная” задняя часть соответствующего голономного сигнала, исходно отсутствующая при его передаче (см. рис. 7а).

Вопрос о реальном существовании в природе сигналов-разрывов в настоящее время открыт. Рассмотрим, например, сигнал с резким передним скачком. Такой сигнал как полезная и часто адекватная модель никаких отрицательных эмоций не вызывает. Что может быть проще – подошел к передатчику экспериментатор и нажал кнопку, “потому что захотел”. К сожалению, в этой “модели” экспериментатор выступает в качестве внешнего “нефизического” фактора, который “может делать что хочет”. На самом деле экспериментатор – это физическая система, подчиняющаяся законам физики, а не своим “желаниям”. И если включить его в рассмотрение в качестве элемента физической системы (“экспериментатор + передатчик”), то ситуация радикально меняется. Автору неизвестны замкнутые физические системы, способные скачком изменить свое состояние в процессе внутреннего саморазвития – при ближайшем рассмотрении все эти скачки оказываются плавными изменениями, быстрыми лишь в сравнении с чем-нибудь другим, более медленным. Поэтому складывается впечатление, что резких скачков, по крайней мере в “классическом” мире, нет, и скачки – это только модельные представления, удобные при решении тех или иных задач. Более того, реально мы живем в квантовом мире, поэтому приходится признать, что спектр любого конкретного сигнала с ограниченной энергией ограничен сверху по крайней мере частотами, единичные кванты которых имеют энергию больше полной энергии этого конкретного сигнала. Поэтому (с учетом отмеченной в [40] связи между скачками функции и асимптотикой ее спектра) ни один скачок временной зависимости кусочно-голономного сигнала мгновенным быть не может[7]. Отсюда следует вывод о том, что ни сигналов-разрывов, ни кусочно-голономных сигналов в природе нет, а есть только голономные сигналы в смысле временной зависимости гладкой функции, которая может меняться очень быстро, но не скачком. Но в этом случае в природе вообще исчезают сигналы-разрывы, а вслед за ними – и непредсказуемость (а следовательно, и информация), потому что голономные сигналы информацию не переносят. Ясно, что ни одна из двух описанных альтернатив приемлемой не является.

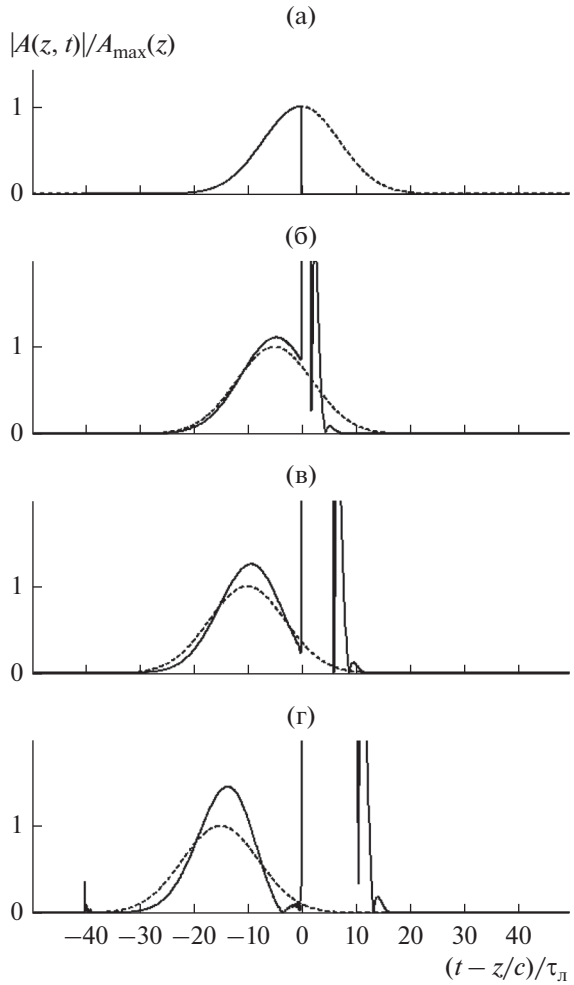

Рис. 7. Пример регенерации непереданной задней половины половинного гауссова сигнала при $T_1 = -4T$, $T_2 = 0$, $T = 10\tau_л$, $\Omega = 0$ и $\xi = 0, 5, 10, 15$ (см. рис. 5а–5г соответственно): Результаты численного расчета (сплошная линия) и результаты применения приближения групповой скорости (штриховая линия).

Какие из описанных выше трех различных типов сигналов (голономные, кусочно-голономные и сигналы-разрывы) можно *называть* сигналами, а какие нельзя – вопрос совершенно беспредметный (устоявшуюся терминологию менять бессмысленно). Однако следует осознавать, что су-

[7] В сущности, речь идет о соотношении неопределенностей Гейзенберга $\Delta E \Delta t \approx h$, где ΔE – энергия импульса, а Δt – минимально возможная длительность его фронта.

ществует три совершенно различных типа сигналов с совершенно различными свойствами.

4. СИТУАЦИИ, ПРИ КОТОРЫХ ВОЗНИКАЕТ СВЕРХСВЕТОВАЯ ИЛИ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ, А ТАКЖЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ВРЕМЯ ЗАДЕРЖКИ СИГНАЛА

Теперь обсудим механизм возникновения сверхсветовых групповых скоростей (равно как и отрицательных времен задержки сигнала). В серии работ [13, 18, 20–25, 28–30, 70, 71] показано, что этот механизм сводится к неантропогенному (без сознательного участия человека) прогнозированию плавной временной зависимости сигнала в будущее. Само же это неантропогенное прогнозирование осуществляется точно так же, как антропогенное (сознательно осуществляемое человеком) прогнозирование временной зависимости функции в режиме реального времени – путем суммирования нескольких (от двух в случае линейной экстраполяции до бесконечного количества в случае использования интеграла свертки – например, при распространении сигнала в диспергирующей среде) по-разному задержанных копий принятой части сигнала с соответствующим образом подобранными коэффициентами. Ясно, что способов такого прогнозирования существует бесконечно много – столько же, сколько существует формул точечной или континуальной экстраполяции (с помощью интеграла Дюамеля или физически реализуемого, т.е. не нарушающего принцип причинности, линейного фильтра).

Практически неантропогенное прогнозирование происходит путем весьма часто возникающего в природе наложения нескольких (от двух в случае двухлучевой интерференции до бесконечного количества при линейной фильтрации сигнала) по-разному задержанных копий одного и того же сигнала с различными коэффициентами. Результатом этого суммирования является скользящая интерполяция временной зависимости сигнала (в случае одинакового знака коэффициентов) или его же скользящая экстраполяция (в случае противоположных знаков этих коэффициентов). В случае интерполяции сигнала время задержки суммарного сигнала оказывается промежуточным между временами задержки суммируемых сигналов, в случае экстраполяции время задержки оказывается вне интервала времен задержек суммируемых сигналов и может быть как положительно (задержка сигнала), так и отрицательно (опережение сигнала). По существу, данный эффект является интерференционным и не имеет прямого отношения к “материальной основе” сигнала – он с равным успехом может возникать при распространении любых волн (электромагнитных [5–10, 12–16, 18–22, 25–27, 31, 33, 34, 55–61, 65, 68, 70, 71], акустических [29, 30, 32, 46, 70, 71], поверхностных и т.д.) или в любой задаче линейной фильтрации (в том числе при возбуждении электрических или механических колебаний [17, 23, 28, 70, 71]).

Типичными ситуациями, в которых возникает неантропогенное прогнозирование, а следовательно, сверхсветовая (сверхзвуковая в случае акустики) или отрицательная групповая скорость распространения сигнала, являются следующие.

А. Распространение электромагнитной волны в области аномальной дисперсии сильно диспергирующей среды [5–7, 10–16, 18–22, 25–27, 31, 34–39, 44, 70, 71]. В случае поглощающей среды частота несущей должна находиться достаточно близко к центру спектральной линии поглощения, а в случае усиливающей среды (среда с инверсией населенностей) – напротив, достаточно далеко от центра спектральной линии усиления. Таким образом, в “окнах прозрачности” термодинамически равновесной (поглощающей) среды “нормой” является нормальная дисперсия и досветовая групповая скорость, а в “окнах прозрачности” среды с инверсией населенностей “нормой” является аномальная дисперсия и сверхсветовая (а в случае достаточно сильной дисперсии – даже отрицательная) групповая скорость. В случае сверхсветовой групповой скорости время задержки голономного сигнала оказывается меньше “светового”, а в случае отрицательной групповой скорости – отрицательным, т.е. те или иные фрагменты принятого сигнала (например, максимум) в точке приема возникают раньше, чем в точке передачи. Следует отметить, что с учетом сделанных выше замечаний разница между “сверхсветовой” и “отрицательной” задержкой сигнала является непринципиальной и зависит всего лишь от того, что в данном конкретном случае оказалось больше – “световое” время задержки, зависящее только от длины трассы, или “время прогнозирования”, зависящее также и от дисперсии среды.

Б. Область деструктивной интерференции электромагнитных или акустических волн [24, 32, 46, 68, 70, 71]. В области деструктивной интерференции возникает суммирование нескольких поразному задержанных копий одного и того же сигнала с противоположными коэффициентами, неизбежным результатом которой является автоматическая реализация формулы как минимум линейной экстраполяции, причем направлена эта экстраполяции обычно в будущее, потому что более задержанная копия сигнала оказывается слабее менее задержанной из-за влияния геометрических факторов и поглощения. В результате в разных точках области деструктивной интерференции время задержки сигнала в общем случае оказывается различным и в принципе может изменяться от $-\infty$ до $+\infty$. В случае интерференции

более чем двух волн и удачного соотношения их амплитуд возможна реализация и более точной (квадратичной, кубической и т.д.) экстраполяции [30, 71], но линейная экстраполяция возникает в любом случае.

В. Излучение направленных антенн вообще и мультипольных излучателей в частности [29, 30, 32, 71]. В этом случае в провалах диаграммы направленности антенны (между "лепестками") опять-таки возникает деструктивная интерференция со всеми изложенными в предыдущем пункте последствиями. Существенным отличием данного случая от предыдущего является возможность возникновения отрицательного времени задержки не только для квазимонохроматического сигнала (радиосигнала) [32, 71], но и для низкочастотного сигнала (сигнала без несущей, видеосигнала) [29, 30, 71]. В конечном счете для экстраполяции сигнала во времени необходимо сложение нескольких временных копий этого сигнала с противоположными знаками. В случае высокочастотного сигнала (с несущей) для изменения его знака достаточно изменения фазы на π, что и происходит "само собой" в области деструктивной интерференции; в случае же низкочастотного сигнала изменение его знака "просто при распространении" произойти не может. Но при мультипольном излучении этого и не нужно – излучение, например, точечного диполя именно и состоит из излучения двух точечных источников противоположного знака; поэтому для дипольного излучателя все окружающее пространство является сплошной "зоной деструктивной интерференции", в которой происходит линейная экстраполяция временной зависимости сигнала. Результатом этой экстраполяции в вакууме является нулевое время задержки суммарного сигнала [29, 30, 71] – в любой точке пространства "время световой задержки" совпадает со "временем прогнозирования" и эти времена в точности компенсируют друг друга. Разумеется, реальным механизмом возникновения нулевого времени задержки в данном случае является всего лишь линейная экстраполяция, точность которой достаточно велика лишь тогда, когда "время прогнозирования" мало в сравнении с длительностью сигнала (это и есть в данном случае "ближняя зона"). В "дальней зоне" та же самая линейная экстраполяция приводит к замене "незадержанного" сигнала на производную от "задержанного", т.е. сигнал в дальней зоне оказывается задержанной (на световое время задержки) производной от сигнала в ближней зоне (этот последний факт давно и хорошо известен в теории антенн). Отметим, что в случае электромагнитного излучения закон сохранения заряда запрещает монопольное излучение, поэтому любой реальный излучатель электромагнитных волн является "по меньшей мере, дипольным", и поэтому результат [30] об отсутствии задержки видеосигнала в ближней зоне дипольного излучателя является общим для произвольного электромагнитного излучателя.

Г. Линейная фильтрация. При прохождении электрических колебаний через пассивные RLC-фильтры (или цепочки таких фильтров) возникает некоторое групповое время задержки, которое (в зависимости от параметров фильтра) может быть как положительным, так и отрицательным [17, 23, 28, 71]. Ясно, что в последнем случае имеет место неантропогенное прогнозирование. В сущности, это то же самое явление, которое описано в п. А, но оно избавлено от осложняющего влияния предварительной "световой задержки" сигнала.

Во всех перечисленных в п. А–Г случаях может быть достигнуто сколь угодно хорошее "качество" "ненормально задержанного" сигнала при сколь угодно больших отрицательных временах задержки (т.е. его искажения могут быть сделаны сколь угодно малыми [23, 29, 30, 71]), но лишь за счет экспоненциального снижения мощности "ненормально задержанного" сигнала по сравнению с "обычным". Дело в том, что существует общая теорема [19], утверждающая, что отрицательное время задержки сигнала при линейной фильтрации возможно лишь на тех частотах несущей, на которых ослабление сигнала больше (или усиление – меньше), чем на некоторых других частотах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим некоторые особенности распространения "ненормально задержанных" сигналов. Кроме собственно времени задержки, меньшего светового времени задержки или вообще отрицательного, в первую очередь следует упомянуть эффект "регенерации непереданного хвоста" сигнала в точке его приема [13, 18, 20, 23–25, 29, 30, 32, 70, 71]. Действительно, при внезапном прекращении передачи сигнала ("обрезании" его хвоста) информация об этом обрезании достигает точки приема лишь по истечении светового времени задержки, когда часть этого непереданного "хвоста" уже принята. Поэтому (именно по принципу причинности) эта "регенерированная" часть сигнала ни искажена, ни "сдана назад" быть уже не может.

Вероятно, существуют и другие интересные эффекты, связанные со сверхсветовой (или отрицательной) групповой скоростью некоторых сигналов в некоторых диспергирующих средах (см., например, [75]). Единственный эффект, которого нет и в принципе быть не может – это "эффект" нарушения принципа причинности или (что то же самое) – принципа предельности вакуумной скорости света *для передачи информации*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973.
3. Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. энциклопедия, 1984.
4. Физическая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1988. Т. 1.
5. *Garrett G.G.B., McCumber D.E.* // Phys. Rev. A. 1970. V. 1. P. 305.
6. *Вайнштейн Л.А.* // Успехи физ. наук. 1976. Т. 118. № 2. С. 339.
7. *Chu S., Wong S.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. № 11. P. 738.
8. *Macke B.* // Opt. Communications. 1984. V. 49. № 5. P. 307.
9. *Segard B., Macke B.* // Phys. Lett. A. 1985. V. 109. № 5. P. 213.
10. *Ораевский А.Н.* // Успехи физ. наук. 1998. Т. 168. № 12. С. 1311.
11. *Mitchell M.W., Chiao R.Y.* // Am. J. Phys. 1998. V. 66. P. 14.
12. *Wang L.J., Kuzmich A., Dogariu A.* // Nature. 2000. V. 406. № 6793. P. 277.
13. *Бухман Н.С.* // Квант. электроника. 2001. V. 31. № 9. С. 774.
14. *Talukder M.A.I., Amagishi Y., Timita M.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V.86. № 16. P. 3546.
15. *Dogariu A., Kuzmich A., Wang L.J.* // Phys. Rev. A. 2001. V. 63. № 5. P. 053806.
16. *Акульшин А.М., Чиммино А., Опат Дж.И.* // Квант. электроника. 2002. Т. 32. № 7. С. 567.
17. *Nakanishi T., Sugiyama K., Kitano M.* // Am. J. Phys. 2002. V. 70. P. 1117.
18. *Бухман Н.С.* // ЖТФ. 2002. Т. 47. № 1. С. 132.
19. *Macke B., Ségard B.* // European Phys. J. D. 2003. V. 23. № 1. P. 125.
20. *Бухман Н.С.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 18. С. 81.
21. *Бухман Н.С.* // Квант. электроника. 2004. Т. 34. № 4. С. 299.
22. *Бухман Н.С.* // Квант. электроника. 2004. Т. 34. № 2. С. 120.
23. *Бухман Н.С., Бухман С.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47. № 1. С. 75.
24. *Бухман Н.С.* // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96. № 4. С. 687.
25. *Бухман Н.С.* // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 97. № 1. С. 123.
26. *Akulshin A.M., Sidorov A.I., McLean R.J., Hannaford P.* // Laser Phys. 2005. V. 15. № 9. P. 1252.
27. *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 99. № 1. С. 81.
28. *Бухман Н.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48. № 8. С. 631.
29. *Бухман Н.С.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 1. С. 3.
30. *Бухман Н.С.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 12. С. 98.
31. *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101. № 1. С. 114.
32. *Бухман Н.С.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 12. С. 69.
33. *Бухман Н.С.* // РЭ. 2007. Т. 52. № 5. С. 593.
34. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. № 2. P. 023816.
35. *Akulshin A.M., McLean R.J.* // J. Opt. 2010. V. 12. № 10. P. 104001.
36. *Fedorov V.Y., Nakajima T.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. № 14. P. 143903.
37. *Малыкин Г.Б., Романец Е.А.* // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112. № 6. С. 920.
38. *Золотовский И.О., Минвалиев Р.Н., Семенцов Д.И.* // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183. № 12. С. 1353.
39. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 91. № 5. P. 053814.
40. *Бухман Н.С.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 12. С. 1148.
41. *Бухман Н.С.* // РЭ. 2019. Т. 64. № 3. С. 231.
42. *Крюковский А.С., Зайчиков И.В.* // Вест. Рос. НОУ. Сер. Сложные системы: модели, анализ и управление. 2007. № 2. С. 17.
43. *Крюковский А.С., Зайчиков И.В.* // Электромагн. волны и электрон. системы. 2008. Т. 13. № 8. С. 36.
44. *Аллин И.В., Крюковский А.С.* // Электромагн. волны и электрон. системы. 2007. Т. 12. № 8. С. 26.
45. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. № 4. P. 043801.
46. *Бухман Н.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 5. С. 467.
47. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 81. № 1. P. 015803.
48. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2009. V. 80. № 1. P. 011803.
49. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2018. V. 97. № 6. P. 063830.
50. *Ravelo B.* // Microwaves Antennas Propagation. 2018. V. 12. № 1. P. 137.
51. *Ravelo B.* // Circuits, Devices, Systems. 2018. V. 12. № 2. P. 175.
52. *Wan F., Wang L., Ji Q., Ravelo B.* // IET Circuits, Devices, Systems. 2019. V. 13. № 2. P. 125.
53. *Wan F., Li N., Ge J., Ravelo B., Li B.* // IEEE Trans. 2019. V. CS-66. № 4. P. 562.
54. *Ravelo B.* // Int. J. RF and Microwave Computer-Aided Engineering. 2018. V. 28. № 9. P. 21414.
55. *Ravelo B.* // IEEE Trans. 2017. V. CS-64. № 9. P. 1052.
56. *Ravelo B., Lalléchère S., Thakur A. et al.* // AEU – Int. J. Electron. Commun. 2016. V. 70. № 9. P. 1122.
57. *Ravelo B.* // IEEE Trans. 2016. V. MTT-64. № 11. P. 3604.
58. *Ravelo B.* // IEEE Trans. 2016. V. CS-63. № 8. P. 738.
59. *Ravelo B.* // AEU – Int. J. Electron. Commun. 2014. V. 68. № 4. P. 282.
60. *Ravelo B.* // Adv. Electromagn. 2013. V. 2. № 1. P. 73.
61. *Ravelo B.* // Adv. Electromagn. 2013. V. 2. № 1. C. 44.
62. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. № 1. P. 013837.
63. *Ravelo B.* // Electromagn. 2011. V. 31. № 8. P. 537.

64. *Ravelo B., De Blasi S.* // J. Microwaves, Optoelectron. Electromagn. Appl. 2011. V. 10. № 2. P. 355.

65. *Macke B., Ségard B.* // Opt. Commun. 2008. V. 281. № 1. P. 12.

66. *Macke B., Ségard B.* // Phys. Rev. A. 2006. V. 73. № 4. P. 1.

67. *Бухман Н.С.* // Докл. 5-й Всерос. микроволн. конф. М.: ИРЭ РАН, 2017. С. 15.

68. *Бухман Н.С.* // Докл. 5-й Всерос. микроволн. конф. М.: ИРЭ РАН, 2017. С. 20.

69. *Бухман Н.С.* // Докл. 5-й Всерос. микроволн. конф. М.: ИРЭ РАН, 2017. С. 25.

70. *Бухман Н.С.* Принцип причинности, неантропогенное прогнозирование и сверхсветовая скорость распространения сигнала. Самара: СГАСУ, 2005.

71. *Бухман Н.С.* Распространение узкополосного сигнала в сильно диспергирующей среде. Самара: СГАСУ, 2004.

72. *Смирнов В.И.* Курс высшей математики. М.: Наука, 1974. Т. 3. Ч. 2.

73. *Васильев Д.В., Витоль Р.М., Горшенков Ю.Н. и др.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1982.

74. *Давидович М.В.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. № 3. С. 15.

75. *Бухман Н.С.* // Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 123. № 5. С. 770.