

01;08;09

О времени задержки суммарного сигнала системы излучателей

© Н.С. Бухман

Самарская государственная архитектурно-строительная академия,
443001 Самара, Россия
e-mail: buhman@ssaba.smr.ru

(Поступило в Редакцию 15 апреля 2004 г.)

Рассмотрена временная зависимость суммарного сигнала группы тесно расположенных акустических или электромагнитных излучателей, излучающих одинаковые (с точностью до амплитудного множителя) сигналы. Показано, что при достаточной длительности сигнала временная зависимость суммарного сигнала системы излучателей близка к временной зависимости сигнала одного излучателя с точностью до времени задержки, которое не обязательно совпадает со световым (или звуковым) временем запаздывания сигнала от системы излучателей до точки наблюдения. В разных точках пространства это время задержки может быть больше или меньше светового (звукового) времени задержки, положительно или отрицательно. Это является следствием экстраполяции временной зависимости сигнала в прошлое или будущее при сложении (интерференции) по-разному задержанных и ослабленных копий одного и того же сигнала, созданных разными излучателями. Одним из результатов этой экстраполяции при передаче „обрезанного“ спереди или сзади сигнала является восстановление его временной зависимости, т.е. прием переданной части сигнала.

Введение

Известно, что решение задачи о возбуждении электромагнитных или акустических волн заданными источниками в однородной среде сводится к решению неоднородного скалярного волнового уравнения с соответствующей правой частью [1–3]. В частности, для скалярного потенциала $(\phi(x, y, z, t))$ переменного точечного заряда $de(t)$, расположенного в начале координат ($\mathbf{R} = 0$), имеем уравнение [1]

$$\Delta\phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -4\pi de(t)\delta(\mathbf{R}), \quad (1)$$

решение которого (запаздывающий потенциал) хорошо известно и имеет вид

$$\phi(t) = de(t - R/c)/R. \quad (2)$$

Аналогичные соотношения имеют место для любой из компонент векторного потенциала электромагнитного поля, электрического и магнитного векторов Герца, для давления и плотности среды в звуковой волне и т.п. Физический смысл запаздывающих потенциалов хорошо известен: временная зависимость потенциала в заданной точке пространства $\phi(\mathbf{r}, t)$ повторяет временную зависимость источника $de(t)$ с запаздыванием R/c , соответствующим времени распространения сигнала от источника до точки наблюдения. В электродинамике величина изолированного точечного электрического заряда не может изменяться во времени (это было бы нарушением закона сохранения заряда), тем не менее поле, создаваемое произвольной системой движущихся зарядов, может быть представлено в виде суперпозиции запаздывающих потенциалов типа (2) [1].

Решение уравнения (1) с произвольной правой частью может быть записано в виде суперпозиции (т.е.

суммы конечной, дискретной или интегральной) запаздывающих потенциалов типа (2). В частности, суммарный потенциал нескольких (n) точечных источников $de_i(t) = q_i\phi_0(t)$ ($i = 1, 2, \dots, n$), имеющих одинаковую временную зависимость $\phi_0(t)$ и отличающихся друг от друга только амплитудой q_i и расположением в пространстве (в точках \mathbf{r}_i), имеет вид

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^n (q_i/R_i)\phi_0(t - R_i/c), \quad (3)$$

где $R_i = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|$ — расстояние от i -го источника до точки наблюдения \mathbf{r} .

Рассмотрим суммарное поле (3) системы тесно расположенных (вблизи начала системы координат) зарядов. Обозначив через T характерную длительность сигнала,¹ условие близости излучателей (переменных зарядов) можно записать как $\Delta t_{ij} \ll T$, где $\Delta t_{ij} \equiv |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|/c$ ($i, j = 1, 2, \dots, n$) — „внутрисистемные“ времена задержки. Ясно, что при выполнении этого условия временная зависимость суммарного поля системы излучателей в первом приближении отличается от общей временной зависимости отдельных излучателей $\phi_0(t)$ лишь некоторым временем задержки τ , зависящим от положения точки наблюдения \mathbf{r} . Естественно ожидать, что это время задержки будет промежуточным между временами задержки сигналов от отдельных излучателей $\Delta t_i = R_i/c$ ($i = 1, 2, \dots, n$), т.е. $0 < \min_{i=1, \dots, n} \Delta t_i \leq \tau \leq \max_{i=1, \dots, n} \Delta t_i$. В частности, в случае выполнения условий $r_i \ll r$ ($i = 1, 2, \dots, n$), когда все эти времена задержки практически одинаковы ($\Delta t_i = R_i/c \approx r/c$) и велики в сравнении с „внутрисистемными“ временами задержки Δt_{ij} , естественно

¹ В данной работе мы ограничиваемся неквазимонохроматическими (вещественными) сигналами. Время задержки комплексной огибающей суммы квазимонохроматических сигналов рассмотрено в [4].

ожидать, что асимптотически точной окажется временная зависимость $\phi_0(t - r/c)$, в которой учтено запаздывание сигнала при распространении от группы тесно расположенных источников до точки наблюдения. Тем не менее приведенный ниже анализ показывает, что во многих случаях это предположение оказывается ошибочным, время запаздывания суммарного сигнала может отличаться (причем в любую сторону) от „светового“ (или „звукового“ в акустике) времени запаздывания r/c на величину, существенно большую, чем любое из „внутрисистемных“ времен задержки Δt_{ij} .

1. Общие соотношения

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Введем (пока формально) некоторое эффективное время задержки суммарного сигнала системы излучателей τ . Пусть $f_i = q_i/R_i$ — амплитуда поля и $\Delta\tau_i = \Delta t_i - \tau$ — дополнительная (по сравнению с общей) задержка сигнала i -го излучателя в данной точке пространства. Разложив каждое из слагаемых в правой части (3) в ряд Тейлора по параметру $\Delta\tau_i$, нетрудно преобразовать (3) к виду

$$\phi(\mathbf{r}, t) = f \left[\sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} \phi_0^{(k)}(t - \tau) \beta_k \right], \quad (4)$$

где

$$f = \sum_{i=1}^n f_i, \quad \beta_k = \sum_{i=1}^n f_i \Delta\tau_i^k / f. \quad (5)$$

Нетрудно заметить, что (4) является разложением функции $\phi(\mathbf{r}, t)$ по степеням малых параметров $(\Delta\tau_i/T)$ ($i = 1, \dots, n$). Нулевой член этого разложения имеет вид $f\phi_0(t - \tau)$ и отличается от исходной временной зависимости сигнала $\phi_0(t)$ только амплитудным множителем f и некоторым (пока не конкретизированным) временем задержки τ . Остальные члены разложения (4) описывают зависящее от величины параметра τ отклонение суммарного сигнала от аппроксимации $f\phi_0(t - \tau)$. Линейная (по параметрам $(\Delta\tau_i/T)$) часть этого отклонения может быть обращена в нуль, если выбрать в качестве времени задержки суммарного сигнала τ величину

$$\tau = \left(\sum_{i=1}^n f_i \Delta\tau_i \right) / \left(\sum_{i=1}^n f_i \right). \quad (6)$$

В этом случае $\beta_1 = 0$ и погрешность аппроксимации $f\phi_0(t - \tau)$ имеет не первый (как в случае произвольного τ), а второй порядок малости по $(\Delta\tau_i/T)$. Таким образом, в общем случае погрешность аппроксимации

$$\phi(t) \approx f\phi_0(t - \tau) \quad (7)$$

с учетом (5) и (6) имеет порядок $(\Delta\tau_i/T)^2$ ($i = 1, 2, \dots, n$), т.е. неограниченно уменьшается при

возрастании длительности сигнала не только в сравнении с самим сигналом (порядок 1), но и в сравнении с отклонением задержанного сигнала $\phi_0(t - \tau)$ от незадержанного $\phi_0(t)$ (порядок $\Delta\tau_i/T$). Это неудивительно, нетрудно проверить, что правую часть (3) с учетом (5), (6) можно рассматривать как формулу линейной интерполяции для правой части (7), т.е. в данном случае интерференция нескольких по-разному задержанных копий одного и того же сигнала приводит к „неантропогенной“ интерполяции временной зависимости сигнала. Нетрудно также проверить, что на „частотном“ языке полученный результат соответствует использованию приближения групповой задержки (первый порядок классической теории дисперсии [2,5,6]) и потому обладает всеми достоинствами и недостатками этого приближения.

Существенно, что в общем случае время задержки суммарного сигнала τ в соответствии с формулой (6) в зависимости от соотношения амплитуд и расположения точечных излучателей может быть положительным, отрицательным или равным нулю (этот случай оказывается достаточно специфичным, поэтому далее мы именуем его „вырожденным“).

Таким образом, в линейном (как минимум) приближении суммарный сигнал (3) отличается от исходного лишь изменением амплитуды (5) и временным сдвигом (6).

Нетрудно заметить, точность аппроксимации (7) может быть и более высокой, при выполнении условий $\beta_2 = \beta_3 = \dots = \beta_r = 0$ ($r \geq 2$) порядок погрешности аппроксимации (7) оказывается равен $(\Delta\tau_i/T)^{r+1}$ (правая часть (3) вместо скользящей линейной интерполяции (или экстраполяции) сигнала осуществляет скользящую интерполяцию (или экстраполяцию) порядка r). На „частотном“ языке эта ситуация соответствует обращению в 0 старших (до порядка r включительно) поправок классической теории дисперсии [2,6]. Проанализируем величину временного сдвига в разных точках пространства.

2. Группа точечных источников в среде без поглощения (невырожденный случай)

Рассмотрим простейший случай, с которого мы начали, — систему точечных излучателей в среде без поглощения. В этом случае вместо (5), (6) имеем

$$f = \sum_{i=1}^n (q_i/R_i), \quad \tau = \left(\sum_{i=1}^n q_i \right) / (cf). \quad (8)$$

В данном разделе мы рассмотрим случай ненулевого суммарного заряда системы, когда время задержки суммарного сигнала отлично от нуля (см. (8)) и различно в разных точках пространства ($\tau \neq 0$, „невырожденный“ случай в терминах предыдущего раздела). Сразу

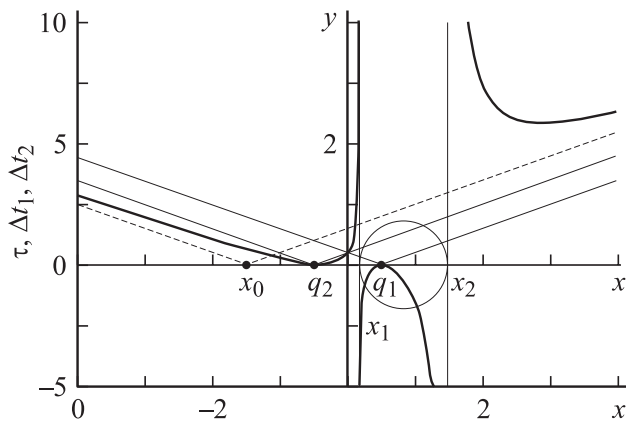


Рис. 1. Геометрия задачи. Разделение пространства на „область отрицательных времен задержки“ (внутренняя часть сферы, внутри которой расположен излучатель q_1), „область опережения“ (левое полупространство) и „область отставания“ (правое полупространство, за исключением внутренних и граничных точек „сферы отрицательных времен задержки“). Зависимость времени задержки от абсциссы точки наблюдения, которая расположена на оси абсцисс. Жирная кривая — время задержки суммарного сигнала $\tau(x)$, тонкие сплошные кривые — времена задержки сигналов отдельных точечных излучателей (Δt_1 для q_1 и Δt_2 для q_2), штриховые — время задержки сигнала от мнимого точечного излучателя x_0 .

отметим, что этот случай не может реализоваться в электродинамике, поскольку электромагнитное излучение всегда имеет „по меньшей мере“ дипольный характер. Поэтому мы будем использовать „акустическую“ терминологию [3] и считать q_i объемными скоростями источников звука, а c — скоростью звука в данной среде.

Ограничимся простейшим случаем двух точечных источников q_1 и q_2 . Этот случай показан на рис. 1. На этом рисунке (который соответствует объемным скоростям точечных акустических излучателей $q_1 = 1$, $q_2 = -2$ и расстоянию между ними $d = 1$) показаны используемая в дальнейшем система координат ($Oxyz$), а также время задержки суммарного сигнала (τ , жирная линия) и времена задержки сигналов от первого и второго излучателей (тонкая линия) в различных точках оси абсцисс. Вместо (8) в этом случае имеем

$$f = q_1/R_1 + q_2/R_2, \quad \tau = (q_1 + q_2)/(cf). \quad (9)$$

Нетрудно проверить, что при одинаковых знаках объемных скоростей ($q_1 q_2 > 0$) время задержки суммарного сигнала в любой точке пространства оказывается промежуточным между временами задержки сигнала от первого и второго источников $\Delta t_{1,2} = R_{1,2}/c$. Более интересен случай разных знаков объемных скоростей источников ($q_1 q_2 < 0$). В этом случае в зависимости от величины и знака задержки суммарного сигнала все пространство разделяется на три области двумя поверхностями: „сферой бесконечных времен

задержки“ (на поверхности которой $\tau = \infty$) с центром в точке $x_c = [d(1 + \delta^2)]/[2(1 - \delta^2)]$ ($\delta \equiv -q_1/q_2$, $0 < \delta < 1$) и с радиусом $R = (d\delta)/(1 - \delta^2)$ и „плоскостью равных времен задержки“ $x = 0$, на которой $\Delta t_1 = \Delta t_2 = \tau$. Сфера бесконечных времен задержки пересекает ось абсцисс в точках $x_1 = (d/2)(1 - \delta)/(1 + \delta)$ и $x_2 = (d/2)(1 + \delta)/(1 - \delta)$ (рис. 1). Меньший по абсолютной величине излучатель (в данном случае q_1) оказывается внутри этой сферы, а больший (в данном случае q_2) — вне ее. Прямые $x = x_{1,2}$ являются вертикальными асимптотами графика функции $\tau(x, 0, 0)$, приведенного на рис. 1.

Внутри „сферы бесконечных времен задержки“ время задержки оказывается отрицательно ($\tau < 0$; максимум принимаемого суммарного сигнала в любой внутренней точке этого „шара отрицательных времен задержки“ достигается раньше, чем максимум передаваемого сигнала $\phi(t)$). Все остальное пространство разделено на две части плоскостью $x = 0$ — в полупространстве $x < 0$ время задержки положительно, но меньше, чем времена задержки сигналов от излучателей 1 и 2 (т.е. в этой „области опережения“ $0 < \tau < \Delta t_{1,2}$), а в полупространстве $x > 0$ время задержки оказывается больше, чем времена задержки от излучателей 1 и 2 (т.е. в этой „области отставания“ $\tau > \Delta t_{1,2}$).

При приближении точки наблюдения к поверхности „сферы бесконечных времен задержки“ изнутри время задержки суммарного сигнала стремится к $-\infty$, а снаружи — к $+\infty$.

При неограниченном удалении точки наблюдения от системы излучателей ($r \rightarrow \infty$) из (9) следует $\tau \rightarrow (r/c) + (d/2c)((1 + \delta)/(1 - \delta)) \cos(\theta)$, где θ — угол между осью абсцисс и направлением на точку наблюдения. Нетрудно проверить, что такое запаздывание сигнала соответствует излучению из точки $x_0 = -(d/2)(1 + \delta)/(1 - \delta) = -x_2$, расположенной левее точки q_2 . Эта точка (вместе с соответствующими асимптотами зависимости $\tau(x, 0, 0)$) также показана на рис. 1 (штриховые прямые). Нетрудно проверить, что „точка мнимого источника“ x_0 — это просто „центр тяжести“ системы двух излучателей q_1 и q_2 ($x_0 = (d/2)q_1/(q_1 + q_2) + (-d/2)q_2/(q_1 + q_2)$), расположенный вне этой системы по причине отрицательности одной из „масс“ (в данном случае q_2).

Таким образом, в невырожденном случае вдали от системы излучателей (при $r \rightarrow \infty$) и временная зависимость, и диаграмма направленности суммарного сигнала приблизительно совпадают с временной зависимостью и диаграммой направленности „мнимого“ точечного источника, расположенного вне системы излучателей. В случае $\delta \rightarrow 1$ (т.е. при приближении к вырожденному случаю) расстояние от системы реальных излучателей до этого „мнимого излучателя“ может быть сколь угодно велико в сравнении с собственными размерами излучающей системы ($|x_0|/d \rightarrow \infty$). Это означает, что пассивная локация „почти дипольной“ системы излучателей способна привести к неверному выводу о ее расположении,

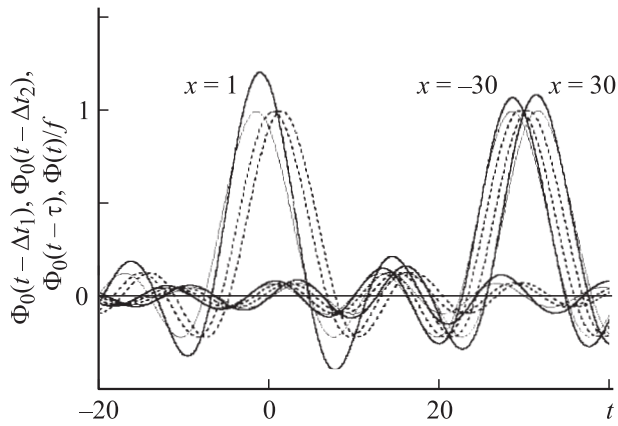


Рис. 2. Временная зависимость сигнала в различных точках оси абсцисс ($x = -30, 1, +30$). Временная зависимость суммарного сигнала — сплошная жирная (численный счет) и сплошная тонкая кривые (аппроксимация (7)). Временная зависимость отдельных точечных источников — пунктир.

причем расстояние между истинным и кажущимся положением системы может быть велико в сравнении с собственными размерами системы.² То же справедливо и для активной локации в случае, когда облучаемая внешним источником система состоит из существенно отличающихся по свойствам подсистем типа „тандема“ из абсолютно жесткой и абсолютно мягкой сферы.

На рис. 2 показана временная зависимость поля приведенной на рис. 1 пары излучателей в среде со скоростью волны $c = 1$ в типичной точке области отрицательных времен задержки ($x = 1, y = z = 0$), в типичной точке области опережения ($x = -30, y = z = 0$) и в типичной точке области отставания ($x = 30, y = z = 0$). В качестве исходного использован сигнал $\phi_0(t) = \sin(1/T)/(t/T)$ с длительностью $T = 2$. По горизонтальной оси отложено время t , по вертикальной — временная зависимость поля, создаваемого обоими точечными источниками ($\phi_0(t - \Delta t_{1,2})$, пунктир), временная зависимость суммарного сигнала в соответствии с приближенной формулой (7) ($\phi_0(t - \tau)$, тонкая линия), а также точная временная

² Речь идет не только об „аппаратных“ методах определения положения источника звука, но и об определении положения источника звука „на слух“ (которое осуществляется именно за счет подсознательного анализа временного сдвига сигналов от правого и левого уха (бинауральный эффект)). Это означает, что при наличии двух пространственно разнесенных источников звука в принципе возможно (разумеется, за счет более или менее значительной потери мощности) создание эффекта звучания из любой третьей точки, к тому же расположенной достаточно далеко от реальных источников звука. С учетом принципа суперпозиции (т.е. возможности одновременного излучения с двух реальных излучателей нескольких „пар“ сигналов с разными положениями „фиктивного источника“) это означает, что двух пространственно разнесенных источников звука в принципе достаточно для создания сколь угодно сложной системы „фиктивных излучателей“, в том числе и расположенных достаточно далеко от пары реальных излучателей. Интересно также, что при изменении амплитудных и фазовых соотношений между сигналами от реальных источников звука мнимый источник может перемещаться в пространстве даже при неподвижности реальных источников.

зависимость суммарного сигнала, реально возникающего при интерференции полей точечных источников ($\phi(t)/f = (f_1\phi_0(t - \Delta t_1) + f_2\phi_0(t - \Delta t_2))/f$, жирная линия). Видно, что временная зависимость суммарного сигнала $\phi(t)$ действительно может как опережать, так и отставать от временной зависимости сигналов $\phi_{1,2}(t)$, суммой которых он реально является. При этом время задержки суммарного сигнала может быть отрицательным (например, при $x = 1$), положительным, но меньшим „звукового“ времени задержки x/c (например, при $x = -30$) или положительным и большим „звукового“ времени задержки x/c (например, при $x = 30$). В этом нет ничего удивительного, так как в данном случае речь идет не о нарушении принципа причинности, а всего лишь о возникающей естественным путем („неантропогенной“) экстраполяции временной зависимости сигнала в будущее или прошлое. Эта экстраполяция возникает (см. выше) при интерференции, которую можно рассматривать как суммирование нескольких по-разному сдвинутых во времени и ослабленных копий одного и того же сигнала (к каковому суммированию в сущности сводится и „антропогенная“, т.е. преднамеренная, экстраполяция временной зависимости сигнала [7]).

Нетрудно заметить, что при длительности сигнала, большой в сравнении с различием между истинными временами задержки интерферирующих сигналов $\Delta t_{1,2}$ и эффективным временем задержки суммарного сигнала τ , точность приближенной формулы (7) достаточно высока. При уменьшении длительности сигнала точность формулы (7) существенно ухудшается. Это совершенно естественно, потому что в данном случае осуществляется суммирование (интерференция) всего двух копий одного и того же сигнала, т.е. речь идет о линейной экстраполяции, точность которой достаточно высока только в том случае, когда длительность интервала экстраполяции мала в сравнении с длительностью сигнала [7].

Последнее замечание относится и к неограниченному росту времени задержки (или опережения) при приближении точки наблюдения к поверхности „сферы бесконечного времени задержки“: время задержки (или опережения) действительно может быть сколь угодно велико (в том числе и в сравнении с разностью времен задержки сигналов от точечных источников $q_{1,2}$), но при этом форма сигнала не претерпевает существенных искажений только до тех пор, пока это время мало в сравнении с длительностью сигнала. Другими словами, абсолютное время задержки (или опережения) может быть сколь угодно велико, но относительное время задержки или опережения (т.е. отношение времени задержки (опережения) к собственной длительности сигнала) в случае двухлучевой интерференции должно оставаться малым [4].

Это замечание иллюстрирует рис. 3, на котором приведена временная зависимость длинного ($T = 20$) сигнала вблизи поверхности сферы бесконечного времени задержки ($x = 1.4$ и 1.6). Видно, что для сохранения примерно того же уровня искажений временной

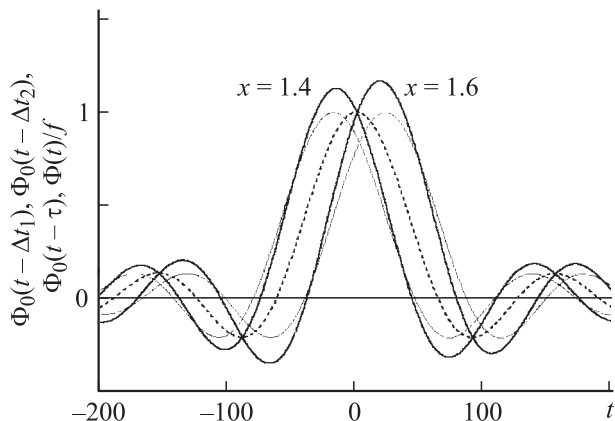


Рис. 3. Временная зависимость сигнала вблизи поверхности сферы бесконечных времен задержки ($x = 1.4, 1.6$). Обозначения совпадают с рис. 2.

зависимости суммарного сигнала, что и на рис. 2, при десятикратном увеличении времени задержки требуется десятикратное же увеличение длительности сигнала. Видно также, что величина „внутрисистемного“ времени задержки (т.е. времени распространения сигнала от одного источника до другого) может быть существенно меньше времени задержки (или опережения) суммарного сигнала. На рис. 3 в отличие от рис. 2 временные зависимости сигналов источников q_1 и q_2 слились в одну линию,³ что не мешает отставанию (или опережению) временной зависимости суммарного сигнала.

Таким образом, область применимости приближения эффективного времени задержки зависит от характерной длительности используемого сигнала в отличие от самого эффективного времени задержки, которое зависит только от геометрии излучающей системы и положения точки наблюдения. Ситуация здесь вполне аналогична ситуации, имеющей место при применении приближения групповой скорости сигнала.⁴ Сама по себе групповая скорость сигнала определяется только свойствами среды, в то время как условия применимости приближения групповой скорости существенно зависят от длительности и формы сигнала.

3. Дипольный излучатель в среде без поглощения (вырожденный случай)

Посмотрим, как изменяется показанная на рис. 1 картина при выравнивании амплитуд точечных источников ($\delta \rightarrow 1-0$), т.е. при переходе к случаю дипольного излучателя. Нетрудно убедиться, что в этом случае „сфера

³ Слились не только сигналы двух разных точечных источников $q_{1,2}$ в одних и тех же точках наблюдения, но и сигналы в разных точках наблюдения ($x = 1.4$ и 1.6).

⁴ Выше уже отмечалось, что проведенное здесь рассмотрение можно считать применением приближения групповой задержки сигнала с нулевой частотой несущей (т.е. неквазимонохроматического сигнала) к изучению излучения группы точечных источников.

отрицательных времен задержки“ растягивается и захватывает все правое полупространство $x > 0$ ($x_c \rightarrow +\infty$, $R \rightarrow +\infty$, $x_1 \rightarrow +0$, $x_2 \rightarrow +\infty$). Время задержки в этом полупространстве остается отрицательным, но неограниченно уменьшается по величине ($\tau \rightarrow -0$). Время задержки сигнала в области опережения ($x < 0$) остается положительным, но при этом неограниченно уменьшается ($\tau \rightarrow +0$).

В результате в случае $q_1 + q_2 = 0$ ($\delta = 1$) мы приходим к следующей „вырожденной“ картине: во всем пространстве время задержки суммарного сигнала оказывается одинаковым и равным нулю. При этом область применимости приближения времени задержки в данном случае определяется условиями $|\Delta t_{1,2} - \tau| \ll T$, которые могут быть переписаны в виде $r \ll cT$. Это означает, что мы изучаем временную зависимость суммарного поля в ближней зоне системы точечных излучателей. В дальней же зоне (при $r \gg cT$) попытку применения приближения эффективного времени задержки можно рассматривать как попытку применения формулы линейной экстраполяции на „сверхдальние“ (большие в сравнении с длительностью сигнала) времена, что приводит к тому, что от всей формулы линейной экстраполяции остается только производная и мы, как нетрудно проверить, приходим к хорошо известному [1, (67,4)] результату: поле в дальней зоне дипольного излучателя пропорционально производной дипольного момента системы по времени.

Эффективное время задержки во всем пространстве оказывается равно нулю не только для дипольного случая, но и ((см. 8)) для произвольной системы излучателей с нулевым суммарным зарядом ($\sum_{i=1}^n q_i = 0$). Отметим, что этот „вырожденный“ случай является единственно возможным в электродинамике.

Действительно, суммарный заряд излучающей системы сохраняется ($\sum_{i=1}^n de_i(t) = (\sum_{i=1}^n q_i)\phi_0(t) = \text{const}$), что при $\phi_0(t) \neq \text{const}$ возможно только в случае $\sum_{i=1}^n q_i = 0$.

Разумеется, замкнутая система электромагнитных излучателей может обладать нескомпенсированным статическим зарядом, но этот заряд создает статическое поле, время задержки которого равно нулю по определению. Поэтому в данном разделе мы будем использовать „электродинамическую“ терминологию и считать c скоростью света. В акустике „вырожденный“ случай $\sum_{i=1}^n q_i = 0$

тоже возможен, но является частным (дипольный или мультипольный излучатель), поскольку суммарная объемная скорость [3] системы акустических излучателей не обязана быть равна нулю, кроме дипольных и мультипольных существуют и акустические монопольные излучатели типа пульсирующей сферы.

Итак, мы можем констатировать, что в однородной непоглощающей среде время задержки электромагнитного сигнала в ближней зоне произвольной системы электрических зарядов, равно как и время задержки

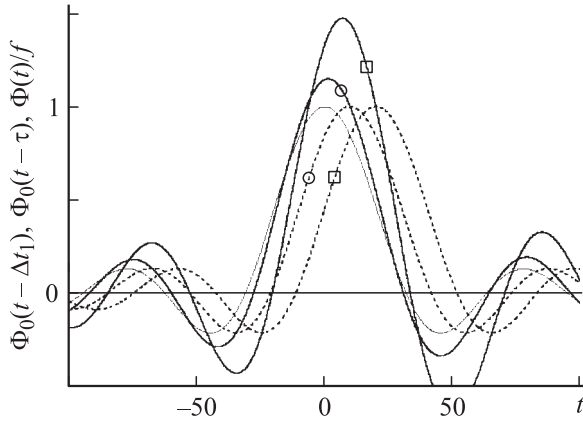


Рис. 4. Временная зависимость сигнала диполя в различных точках оси абсцисс ($x = 10$, кривые выделены кружком и $x = 20$, кривые выделены квадратиком). Обозначения совпадают с рис. 3.

звукового сигнала произвольной акустической системы без монополюсного момента, равно нулю.⁵ То обстоятельство, что время задержки одинаково во всех точках ближней зоны и равно именно нулю, имеет в некотором роде случайный характер и связано с тем, что в трехмерном пространстве геометрическое ослабление поля сферической волны происходит по закону ($\sim 1/r$). В поглощающей среде (см. раздел 5) это „вырождение“ снимается.

Проиллюстрируем полученный результат данными расчетов. В качестве конкретного примера рассмотрим поле электрического или акустического диполя ($q_1 = -q_2 = q$; рис. 1) в однородной среде без дисперсии и поглощения.

На рис. 4 приведена временная зависимость поля диполя с расстоянием между точечными излучателями $d = 0.01$ в среде со скоростью волны $c = 1$ в точке $x = 10$ (соответствующие кривые выделены кружком) и $x = 20$ (соответствующие кривые выделены квадратиком) оси абсцисс; использован сигнал $\phi_0(t) = \sin(t/T)/(t/T)$ с длительностью $T = 10$. Обозначения на этом рисунке совпадают с обозначениями на рис. 2 и 3. Видно, что суммарное поле (в отличие от полей отдельных точечных излучателей) „игнорирует“ временную задержку сигнала, связанную с конечностью его скорости распространения: пока задержка мала в сравнении с длительностью сигнала, поле в ближней зоне практически совпадает с „незадержанным“ сигналом. Подчеркнем, что эта „проигнорированная“ суммарным сигналом задержка отнюдь не находится за пределами точности расчетов и может быть существенно больше времени распространения сигнала между излучателями $q_1 q_2$ (или, что то же самое, больше разности

⁵ Скорость перемещения максимума (или любого другого фрагмента сигнала) оказывается бесконечной, т.е. сверхсветовой. Ниже будет показано, что это обстоятельство не имеет никакого отношения к нарушению принципа причинности или принципа предельности вакуумной скорости света (см. также [4,6,8-11]).

времен задержки сигналов от отдельных источников⁶). Так, в случае $x = 10$ проигнорированное суммарным сигналом время задержки сигнала от ближайшего монополя составляет 9.995 (что не так уж мало в сравнении с характерной длительностью сигнала $T = 10$ и явно велико в сравнении с „внутридипольным“ временем задержки 0.01).

4. Мультипольный излучатель в среде без поглощения

Выше уже упоминалось о возможности возникновения более точной, чем линейная, экстраполяции сигнала. В „вырожденном“ случае $\tau = 0$ и условие реализации экстраполяции порядка r (см. раздел 1) приобретает вид $\sum_{i=1}^n f_i \Delta t_i^k = 0$; $k = 1, \dots, r$ (см. (5)). Его можно переписать в виде

$$\sum_{i=1}^n q_i R_i^{k-1} = 0; \quad k = 1, \dots, r. \quad (10)$$

При фиксированном положении точечных излучателей и точки наблюдения (т.е. при фиксированных значениях параметров R_i) r соотношений (10) можно рассматривать как систему r линейных однородных алгебраических уравнений с n неизвестными q_i . Нетрудно показать, что в случае $n \geq r + 1$ (и только в этом случае) эта система имеет нетривиальные (ненулевые) решения при любых значениях параметров R_i . Это означает, что при любом наперед заданном положении n излучателей и точки наблюдения мы можем обеспечить любой наперед заданный порядок точности экстраполяции r ($r \leq n - 1$) путем выбора соотношения амплитуд излучателей q_i . В частности, двух излучателей ($n = 2$) достаточно для линейной точности экстраполяции $r = 1$, трех ($n = 3$) — для квадратичной точности ($r = 2$), четырех — для кубической ($r = 3$) и т.д.

При заданном порядке точности экстраполяции r минимально возможное количество излучателей равно $r + 1$. В этом случае решение системы (10) оказывается единственным (с точностью до масштабного преобразования всех $r + 1$ зарядов одновременно) и имеет вид

$$q_p = - \frac{\prod_{i \neq p} (R_{r+1} - R_i)}{\prod_{i \neq p} (R_p - R_i)} q_{r+1}, \quad (11)$$

где $i = 1, 2, \dots, r$; $p = 1, 2, \dots, r$, величина заряда q_{r+1} произвольна.

Разумеется, мы предполагаем, что $R_i \neq R_j$ при $i \neq j$, в противном случае излучатели q_i и q_j для данной точки наблюдения должны считаться одним излучателем, поскольку временная зависимость создаваемого ими поля в этой точке одинакова.

⁶ Здесь, как и на рис. 3, „индивидуальные“ сигналы от двух точечных источников (пунктир) сливаются.

При наличии дополнительных (при заданном порядке точности экстраполяции r) излучателей (общее количество излучателей равно $r + k$, $k > 1$) фундаментальная система решений системы (10) имеет k линейно независимых решений и ее общее решение имеет вид

$$q_p = - \sum_{l=1}^k \left(\frac{\prod_{i \neq p} (R_{r+l} - R_i)}{\prod_{i \neq p} (R_p - R_i)} \right) q_{r+l}, \quad (12)$$

где $i = 1, 2, \dots, r$; $p = 1, 2, \dots, r$, величины q_{r+l} ($l = 1, 2, \dots, k$) произвольны.

К сожалению, выполнение соотношений (11) или (12) в определенной точке пространства не означает, вообще говоря, что эти соотношения будут выполняться во всем пространстве или хотя бы на некотором множестве точек пространства (типа линии или поверхности). Тем не менее в некоторых случаях происходит именно это. Так, в случае $r = 1$ (линейная точность) соотношение (12) сводится к единственному условию $q_1 = - \sum_{l=1}^k q_{1+l}$ ($l = 1, 2, \dots, k$) и для системы с нулевым суммарным зарядом выполняется одновременно во всех точках пространства (что и отмечалось выше).

Другой важный частный случай — расположение излучателей на одной прямой. Нетрудно проверить, что в этом случае выполнение условий (10) для любой точки наблюдения, лежащей на линии излучателей, сводится к отсутствию у системы излучателей мультипольных моментов [1] порядков $l = 0, 1, \dots, r - 1$

$$Q_m^{(l)} = \sum_{i=1}^n q_i R_i^l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_{lm}(\theta_i, \phi_i) = 0; \quad m = 0, \pm 1, \dots, \pm l. \quad (13)$$

При $m \neq 0$ условия (13) выполняются автоматически для любой линейной системы излучателей, а при $m = 0$ совпадают с (10). Теперь ясно, что в случае линейного расположения излучателей условие (10) выполняется (или не выполняется) одновременно во всех точках „линии излучателей“.

Таким образом, произвольная линейная система любого числа излучателей, имеющая нулевые мультипольные моменты порядков $l = 0, 1, \dots, r - 1$, обеспечивает отсутствие запаздывания сигнала на своей оси с точностью до порядка r включительно. Это означает, что любой линейный квадруполь (т.е. линейная система зарядов с нулевым суммарным зарядом и нулевым дипольным моментом) обеспечивает на своей оси точность до второго порядка включительно, любой линейный октуполь (т.е. линейная система зарядов с нулевым суммарным зарядом, нулевым дипольным и квадрупольным моментом) — точность до третьего порядка включительно и т.д.

Для практического построения таких систем в случае конечного количества излучателей можно воспользоваться соотношениями (11). Например, в случае эквидистантного расположения точечных излучателей (с

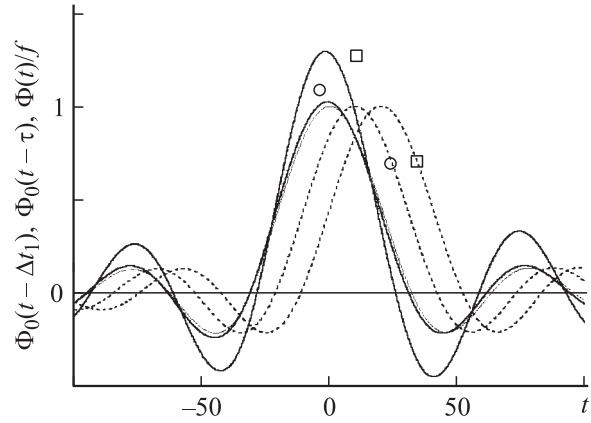


Рис. 5. Временная зависимость сигнала квадруполя в различных точках оси абсцисс ($x = 10$, кривые выделены кружком и $x = 20$, кривые выделены квадратиком). Обозначения совпадают с рис. 3.

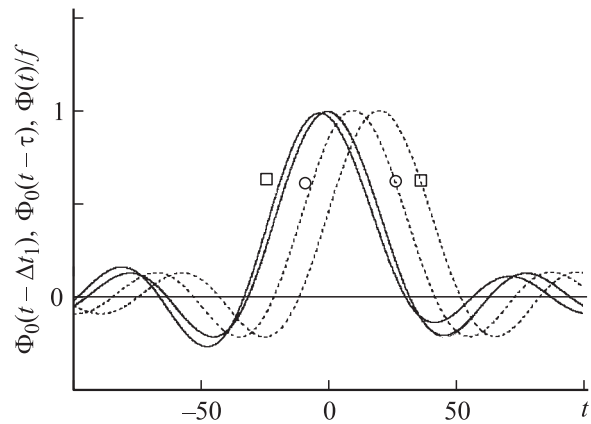


Рис. 6. Временная зависимость сигнала октуполя в различных точках оси абсцисс ($x = 10$, кривые выделены кружком и $x = 20$, кривые выделены квадратиком). Обозначения совпадают с рис. 3.

любым, но одинаковым расстоянием между соседними зарядами) из (11) нетрудно получить

$$q_p = (-1)^{n-p} C_{n-1}^{p-1} q_n; \quad p = 1, 2, \dots, n - 1. \quad (14)$$

В частности, в случае $n = 3$ (квадруполь) имеем $q_1 = q_3 = 1$, $q_2 = -2$, в случае $n = 4$ (октуполь) имеем $q_1 = -1$, $q_2 = 3$, $q_3 = -3$, $q_4 = 1$ и т.д. На рис. 5 приведены результаты соответствующих расчетов для квадруполя (в точке $x = 10$ (кружки) и в точке $x = 20$ (квадратики)). Нетрудно заметить, что в этом случае при тех же расстояниях от системы излучателей, что и на рис. 4, точность формулы (7) оказывается заметно выше, чем в случае дипольного излучателя. Это связано с тем обстоятельством, что данная конфигурация излучателей реализует на своей оси не линейную, а квадратичную экстраполяцию временной зависимости исходного сигнала. На рис. 6 приведены результаты аналогичных расчетов для октуполя (обозначения совпадают с рис. 5). В этом случае на оси октуполя возникает

кубическая интерполяция, что приводит к соответствующему повышению точности результатов: аналитическая (тонкая) кривая скрылась под численной кривой $x = 10$, а кривая $x = 20$ почти не отличается от кривой $x = 10$.

Таким образом, системы излучателей, обеспечивающие любую наперед заданную точность экстраполяции временной зависимости сигнала по крайней мере на одномерных многообразиях (линиях), действительно существуют и могут быть построены, например, с использованием (14). Вместе с тем вопрос о существовании (или несуществовании) конфигураций излучателей, обеспечивающих точность выше первого порядка на множествах большей размерности (на поверхностях или во всем пространстве), в настоящее время открыт.

5. Дипольный излучатель в поглощающей среде

Выше уже отмечалось, что „вырождение“ (т.е. независимость времени задержки сигнала от положения точки наблюдения) для мультипольного излучателя в непоглощающей среде „снимается“ не только „разбалансировкой“ диполя (т.е. наличием ненулевого монопольного момента), но и учетом поглощения среды. Пусть, например, среда является поглощающей с коэффициентом поглощения λ . В этом случае вместо (13) имеем

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^n (q_i/R_i) \phi_0(t - R_i/c) \exp(-\lambda R_i), \quad (15)$$

что в случае диполя ($n = 2$, $q_1 = -q_2 = q$) приводит нас вместо (9) к

$$f = q(R_1^{-1} \exp(-\lambda R_1) + R_2^{-1} \exp(-\lambda R_2)),$$

$$\tau = \frac{\exp(-\lambda R_1) - \exp(-\lambda R_2)}{c(\exp(-\lambda R_1)/R_1 - \exp(-\lambda R_2)/R_2)}. \quad (16)$$

Нетрудно проверить, что теперь время задержки суммарного сигнала τ различно в разных точках пространства. В любой точке пространства оно положительно, но меньше светового времени задержки сигнала от ближайшего (к точке наблюдения) точечного источника.⁷ Этот результат вполне естественен. Действительно, в любой точке наблюдения результат поглощения сигнала средой сводится к более сильному ослаблению сигнала от более далекого источника, поэтому любая точка наблюдения оказывается ближе к „более сильному“ (для себя) источнику и попадает в „область опережения“ по терминологии раздела 2.

⁷ Поскольку „нормой“ для электромагнитных волн обычно является именно некоторое поглощение сигнала средой, мы приходим к следующему внешне парадоксальному выводу: „нормой“ для скорости распространения максимума электромагнитного сигнала в поглощающей среде без дисперсии является не досветовая, а сверхсветовая скорость распространения. Это, в частности, означает (см. ниже), что „в норме“ при передаче электромагнитного сигнала с резким передним или задним фронтом (т.е. обрезанного спереди или сзади) происходит „регенерация“ его хвоста за счет „потери“ носа.

В наиболее интересном для нас случае $\lambda d \ll 1$ (когда ослабление сигнала „внутри диполя“ мало⁸) вдали от диполя ($r \gg d$) соотношение (16) может быть переписано в виде

$$\tau = (r/c)(\lambda r)/(\lambda r + 1). \quad (17)$$

В области $\lambda r \ll 1$ из (17) следует $\tau \approx 0$, что вполне естественно, потому что в этой области поглощение несущественно и мы практически возвращаемся к „вырожденному“ случаю и нулевому времени задержки. В области $\lambda r \gg 1$ из (17) следует $\tau = (r/c) - 1/\lambda c$, то есть время задержки сигнала оказывается меньше „светового“ на фиксированную величину $1/(\lambda c)$, малую в сравнении со световым временем задержки сигнала при распространении от диполя до точки наблюдения, но большую в сравнении с „внутридипольным“ временем задержки (d/c). Интересно, что это время задержки не зависит (в отличие от разобранных в п. 2 „невыврожденного“ случая) от полярного угла θ , т.е. в данном случае „мнимого точечного источника“ (одного и того же для разных точек наблюдения) не образуется и в разных точках пространства величина времени запаздывания сигнала соответствует излучению из разных источников, всегда более близких к точке наблюдения, чем реальные источники сигнала.

Следует также отметить, что при выполнении условия $T \gg 1/\lambda c$ область применимости приближения времени задержки не ограничена со стороны больших расстояний от системы излучателей, что можно интерпретировать как отсутствие „волновой зоны“ для достаточно длинных сигналов в поглощающей среде. Именно, для сигналов достаточной продолжительности ($T \gg 1/\lambda c$) „волновая зона“ в обычном смысле слова не возникает, приближение времени задержки применимо сколь угодно далеко от источников сигнала и поле в любой точке пространства определяется величиной дипольного (или мультипольного) момента излучающей системы, а не его производной по времени.

6. Принцип причинности и отрицательное (или нулевое) время задержки сигнала

Обсудим теперь взаимоотношения принципа причинности и факта мгновенного (в ближней зоне мультипольного излучателя, подраздел 3, 4), заблаговременного (в области отрицательных времен задержки, раздел 1) или сверхсветового (в области опережения (раздел 1) или в поглощающей среде (раздел 5)) появления максимума (или любого другого фрагмента) сигнала. Выше уже отмечалось, что эти эффекты вполне реальны и не имеют никакого отношения ни к нарушению принципа

⁸ В противоположном предельном случае $\lambda d \gg 1$ в любой точке наблюдения (кроме узкой экваториальной области $x \approx 0$) практически принимается только сигнал от одного из точечных источников, от того, который расположен ближе к точке наблюдения, и время задержки сигнала практически равно световому времени задержки.

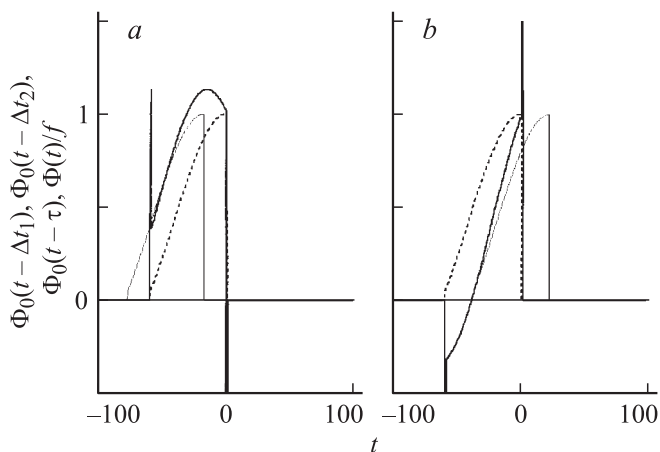


Рис. 7. Временная зависимость обрезанного спереди и сзади сигнала диполя в различных точках оси абсцисс ($x = 10$, график „а“ и $x = 20$, график „б“). Обозначения совпадают с рис. 3.

причинности, ни к нарушению принципа максимальной вакуумной скорости света и связаны просто с возникающей естественным образом (при интерференции) экстраполяция временной зависимости сигнала.⁹

Тем не менее именно принцип причинности в данном случае приводит к эффекту „регенерации хвоста“ сигнала, передача которого внезапно прекращена (уже отмечавшемся в [8,9,11]). В нашем случае восстановление непереданного хвоста сигнала возможно (более того, неизбежно) в ближней зоне дипольного (или мультипольного) излучателя, в области отрицательных времен задержки и в „области опережения“ недипольной системы точечных излучателей, а также при излучении диполя (или мультиполя) в поглощающей среде.

Кроме того, в данном случае возможен и в некотором роде противоположный эффект, который по аналогии с предыдущим естественно назвать эффектом „регенерации носа“ (этот эффект для частотно-модулированных сигналов отмечался в [11]). В нашем случае восстановление непереданного носа сигнала происходит в „области отставания“ недипольной системы излучателей.

В качестве примера на рис. 7 приведены результаты расчета распространения того же сигнала, что и на рис. 3, но „обрезанного“ — сигнал скачком возникает при $t = -60$ и исчезает при $t = 0$: *a* — временная зависимость сигнала в точке $x = 1.4$ (область отрицательного времени задержки), *b* — в точке $x = 1.6$ (область отставания, время задержки больше „акустического“ времени задержки сигнала).

Из сравнения рис. 7 с рис. 3 видно, что в обоих случаях появление и исчезновение суммарного сигнала

(жирная кривая) происходит синхронно с появлением и исчезновением интерферирующих сигналов отдельных точечных излучателей (штриховая линия). Это означает, что ни о каком нарушении принципа причинности в данном случае нет и речи. Какова бы ни была временная зависимость принимаемого сигнала, в любом случае он существует в данной точке пространства только тогда, когда в этой точке пространства существуют запаздывающие потенциалы, суммой которых он является. Резкие скачки амплитуды суммарного сигнала на краю „временного окошка“, в котором он существует (вертикальные выбросы на графиках), связаны с тем, что на переднем и заднем фронте суммарного сигнала (длительностью d/c , где d — расстояние между точечными источниками) принимается сигнал только от одного из точечных источников и не происходит частичной компенсации сигналов от двух источников (с которой и связана экстраполяция временной зависимости суммарного сигнала в прошлое (рис. 7, *b*) или в будущее (рис. 7, *a*)).

Тем не менее плавная временная зависимость суммарного сигнала, существующего только одновременно с обоими запаздывающими потенциалами (которые при выбранных значениях параметров запаздывают очень незначительно), сдвинута в будущее (рис. 7, *a*) или в прошлое (рис. 7, *b*). При этом восстановление будущего или прошлого сигнала происходит на основе имеющейся в данной точке пространства и в данный момент времени информации о сигналах точечных источников. Это приводит к тому, что практически принимается не тот сигнал, который реально передавался, а „реконструкция“ его прошлого или будущего.

Так, в случае отрицательного времени задержки сигнала (рис. 7, *a*) принимаемый сигнал (жирная кривая) в отличие от передаваемого (штриховая кривая) начинается не от нуля и имеет пологий максимум, которого не было в переданном сигнале, но который впоследствии (позже) был бы у передаваемого сигнала, если бы передавался гладкий сигнал без „эксцессов“ типа отрезания хвоста сигнала. Поэтому этот эффект естественно назвать „регенерацией хвоста“ сигнала. Этот эффект (как показано в [8,9]) возникает при распространении сигнала со сверхсветовой или отрицательной групповой скоростью в сильно диспергирующей среде и является неизбежным следствием принципа причинности. В случае ограничения передаваемого сигнала с обеих сторон восстановление временной зависимости „хвоста“ сигнала сопровождается потерей информации о его „носе“, т. е. о временной зависимости начальной части сигнала. Если спереди передаваемый сигнал не ограничивался, то этого, конечно, не происходит.

В случае, когда время задержки суммарного сигнала превышает „звуковое“ время (рис. 7, *b*), принимаемый сигнал (жирная кривая) в отличие от передаваемого (штриховая кривая) начинается не от нуля и является биполярным (если говорить о его амплитуде) или имеет глубокий минимум (если говорить об интенсивности).

⁹ По нашему мнению, именно возникающая естественным образом (при интерференции) экстраполяция временной зависимости сигнала в будущее является общим механизмом „неантропогенного прогнозирования“ временной зависимости сигнала и такого результата этого прогнозирования, как сверхсветовая (или отрицательная) групповая скорость сигнала в некоторых типах диспергирующих сред [6,8–11].

Всего этого не было в переданном сигнале, но было бы у него (ранее), если бы передача сигнала началась не скачком, т.е. если бы передавался гладкий сигнал без „эксцессов“ типа отрезания носа сигнала. Поэтому этот эффект естественно назвать „регенерацией носа“ сигнала. Этот эффект может возникать при распространении сигнала с досветовой (или дозвуковой) групповой скоростью в сильно диспергирующей среде и не является (в отличие от эффекта „регенерации хвоста“) неизбежным. Дело в том, что в реальной диспергирующей среде „восстановленный нос“ сигнала принимается на фоне отклика среды на скачок амплитуды обрезанного сигнала и различим на фоне этого отклика только в случае достаточной слабости последнего.¹⁰ В нашем случае хорошая наблюдаемость „отрезанного носа“ сигнала связана именно с резким затуханием „отклика среды“, который в данном случае не плавно уменьшается во времени (как в реальной диспергирующей среде), а резко исчезает (через время d/c после своего начала). В случае ограничения передаваемого сигнала с обеих сторон восстановление временной зависимости „носа“ сигнала сопровождается потерей информации о его „хвосте“. Если сзади передаваемый сигнал не ограничивался, то этого, конечно, не происходит.

На практике при передаче резко ограниченного во времени сигнала эффекты „восстановления носа“ и „восстановления хвоста“ сигнала могут приводить к тому, что в разных точках пространства принимаются совершенно разные сигналы, к тому же отличающиеся и от того сигнала, который передавался.

Рассмотренные эффекты являются следствием того общеизвестного обстоятельства, что в любой среде имеется две совершенно разные по смыслу и величине „скорости распространения сигнала“: вакуумная скорость света, с которой распространяются разрывы сигнала [1], а тем самым и информация [1,5,6], и групповая скорость сигнала, с которой распространяется гладкая огибающая сигнала и которая может быть больше или меньше вакуумной скорости света (и даже отрицательной) [4,6,8–11]. Именно вакуумная скорость света в любой среде является скоростью распространения информации (и любого сигнала в смысле переносчика информации) и именно для нее справедливы все фундаментальные ограничения, следующие из принципа причинности вообще и специальной теории относительности в частности, иногда неправомочно „навязываемые“ групповой скорости, которая вовсе не обязана быть ни досветовой, ни положительной.

По существу мы имеем два возможных (и не противоречащих друг другу) способа интерпретации одного и того же явления (т.е. два взгляда на одну и ту же кривую). В рамках первого толкования (рассматривая в качестве „основной“ групповую скорость) мы можем

¹⁰ В случае „регенерации хвоста“ все гораздо проще — отклик среды существует и в этом случае, но он (именно в результате выполнения принципа причинности) возникает после восстановленного хвоста и не может этот хвост исказить.

считать, что временная зависимость сигнала в разных точках пространства примерно одинакова, но скорость его распространения может быть досветовой, световой, сверхсветовой или даже отрицательной. При наличии разрывов временной зависимости сигнала возникает его специфическое искажение (восстановление хвоста за счет потери носа или восстановление носа за счет потери хвоста), связанное с тем, что скорость распространения разрывов не совпадает с групповой скоростью.

В рамках второго толкования (считая „основной“ вакуумную скорость света) мы считаем, что сигнал распространяется с вакуумной скоростью света, но его временная зависимость при этом искажается в связи с отличиями групповой скорости от вакуумной скорости света — происходит сдвиг временной зависимости сигнала в промежутке между его резким передним и задним фронтом. Обе эти точки зрения одинаково правомерны, и выбор между ними определяется соображениями удобства. Для неограниченного во времени (гладкого) сигнала более удобной представляется первая точка зрения, а для сигнала с ярко выраженным ступенчатым передним и задним фронтом — вторая.

Заключение

а) В общем случае время запаздывания сигнала от компактной группы излучателей не совпадает со „световым“ или „звуковым“ временем запаздывания сигнала и может существенно отличаться от этого времени как в большую, так и в меньшую сторону. В частности, время запаздывания суммарного сигнала может быть отрицательно; в этом случае максимум сигнала появляется в точке наблюдения раньше, чем передается любым из излучателей группы.

б) Такое поведение сигнала не имеет отношения ни к нарушению принципа предельности вакуумной скорости света (в случае, когда время задержки сигнала меньше „светового“), ни к нарушению принципа причинности (в случае, когда время задержки сигнала отрицательно). Сдвиг временной зависимости суммарного сигнала в прошлое или будущее связан с возникающей естественным образом (в качестве побочного результата интерференции нескольких копий одного и того же сигнала) экстраполяцией временной зависимости сигнала в прошлое или в будущее. Побочным результатом этой экстраполяции является „регенерация“ „обрезанной“ передней или задней части сигнала, передача которого скачком начинается или скачком прекращается.

в) С помощью того же механизма (экстраполяция в будущее при интерференции) реализуется также сверхсветовая или отрицательная групповая скорость, т.е. „неантропологическое прогнозирование“ высокочастотного сигнала в некоторых типах диспергирующих сред [8–11]. Поэтому физический смысл сверхсветовой или отрицательной групповой скорости состоит в возникающей естественным образом (при интерференции нескольких по-разному задержанных и ослабленных средой копий

одного и того же сигнала) экстраполяции в будущее временной зависимости принимаемого сигнала.

г) Аналогичная экстраполяция (и с аналогичными последствиями) может возникать не только при распространении высокочастотного сигнала в диспергирующей среде, но также и при распространении (высокочастотного или низкочастотного) сигнала в недиспергирующей среде в условиях многолучевого характера распространения сигнала (т.е. в неоднородной среде).

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
- [2] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
- [3] Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с.
- [4] Бухман Н.С. // Опт. и спектр. 2004. Т. 96. № 4. С. 687–693.
- [5] Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986. 512 с.
- [6] Вайнштейн Л.А. // УФН. 1976. Т. 118. Вып. 2. С. 339.
- [7] Амосов А.А., Дубинский Ю.А., Копченова Н.В. Вычислительные методы для инженеров. М.: Высшая школа, 1994. 544 с.
- [8] Бухман Н.С. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 1. С. 136.
- [9] Бухман Н.С. // Квантовая электрон. 2001. Т. 31. № 9. С. 774.
- [10] Бухман Н.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 18. С. 81–87.
- [11] Бухман Н.С. // Опт. и спектр. 2004. Т. 97. № 1. С. 123–130.