

01;07

О времени запаздывания суммарного сигнала нескольких квазимонохроматических излучателей

© Н.С. Бухман

Самарский государственный архитектурно-строительный университет,
443001 Самара, Россия
e-mail: buhman@ssaba.smr.ru

(Поступило в Редакцию 5 декабря 2005 г.)

Рассмотрена временная зависимость суммарного сигнала группы тесно расположенных акустических или электромагнитных излучателей, излучающих одинаковые (с точностью до фазы и амплитудного множителя) квазимонохроматические сигналы. Показано, что при достаточной длительности сигнала временная зависимость огибающей суммарного сигнала системы излучателей близка к зависимости огибающей 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 вещественным или комплексным. Его вещественная часть может быть больше или меньше светового (звукового) времени задержки, положительной или отрицательной. Время задержки существенно зависит от положения точки наблюдения (вблизи темной или светлой полосы интерференционного поля) и в случае достаточно коротких волн может значительно изменяться даже при небольшом смещении точки наблюдения в пространстве.

PACS: 85.60.Jb

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 $u(x, y, z, t)$ переменного точечного заряда $de(t)$, расположенного в начале координат ($\mathbf{r} = 0$), имеем уравнение [1]

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

решение которого (запаздывающий потенциал) хорошо известно и имеет вид

$$u(t) = de(t - r/c)/r. \quad (2)$$

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 $u(\mathbf{r}, t)$ повторяет зависимость источника $de(t)$ с запаздыванием r/c , соответствующим времени распространения сигнала от источника до точки наблюдения.

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

$de_i(t) = q_i u_0(t)$ ($i = 1, 2, \dots, n$), имеющих одинаковую временную зависимость $u_0(t)$ и отличающихся друг от друга только амплитудой q_i и расположением в пространстве (в точках \mathbf{r}_i), имеет вид

$$u(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^n f_i u_0(t - R_i/c), \quad (3)$$

где

$$f_i = q_i/R_i, \quad (4)$$

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

В работе [4] было показано, что временная зависимость суммарного поля системы излучателей (3) в первом приближении (с пренебрежением квадратичными по внутрисистемным временам задержки членами) отличается от общей временной зависимости отдельных излучателей $u_0(t)$ лишь некоторым амплитудным множителем f и временем задержки τ , зависящим от положения точки наблюдения \mathbf{r} , т.е.

$$u(\mathbf{r}, t) \approx f u_0(t - \tau), \quad (5)$$

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

где $\Delta t_i = R_i/c$ — время запаздывания сигнала от i -го излучателя до точки наблюдения.

В [4] было показано, что во многих случаях время запаздывания суммарного сигнала может отличаться (причем в любую сторону) от среднего „светового“ (или „звукового“ в акустике) времени запаздывания r/c на величину, существенно большую, чем любое из „внутрисистемных“ времен задержки. В частности, время

запаздывания может оказаться меньше светового времени и даже отрицательным (что, как показано в [4], не имеет никакого отношения к нарушению принципа причинности и принципа предельности скорости света при передаче информации).

Следует отметить, что проведенный в [4] анализ относился только к неквазимонохроматическим сигналам (т.е. к сигналам с нулевой частотой несущей). Между тем практически важным является также случай квазимонохроматических сигналов, для которых результаты [4] непосредственно неприменимы. Основная цель данной работы — анализ изменений, которые следует внести в результаты [4] в случае, когда временная зависимость сигнала каждого отдельного излучателя является квазигармонической (с общей для всех излучателей циклической частотой ω_0). В этом случае временная зависимость заряда i -го точечного источника имеет вид

$$de_i(t) = (q_i/k_0) \operatorname{Re} \left[\exp(i(-\omega_0 t + \varphi_i)) u_0(t) \right], \quad (7)$$

где $k_0 = \omega_0/c$ (здесь c — скорость света (в оптике) или звука (в акустике), введение дополнительного множителя $1/k_0$, отсутствующего в соответствующей формуле [4], обеспечивает совпадение размерности амплитуды сигнала u и амплитудного множителя q), q_i — постоянный (и положительный) амплитудный множитель (отрицательный множитель q_i всегда можно сделать положительным, изменив соответствующую начальную фазу φ_i на π), φ_i — постоянная начальная фаза i -го излучателя, $u_0(t)$ — медленно (в масштабе времени $T \equiv 2\pi/\omega_0$) изменяющаяся комплексная амплитуда общего для всех излучателей сигнала.

В соответствии с принципом суперпозиции суммарный потенциал нескольких (n) точечных источников (7), отличающихся расположением в пространстве (в точках \mathbf{r}_i) имеет вид $\operatorname{Re} [u(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t)]$, причем комплексная амплитуда суммарного сигнала $u(\mathbf{r}, t)$ может быть найдена по формуле

$$u(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^n f_i u_0(t - \Delta t_i), \quad (8)$$

$$\Delta t_i = R_i/c, \quad f_i = q_i \exp[i(\varphi_i + k_0 R_i)] / (k_0 R_i). \quad (9)$$

Соотношения (8), (9) отличаются от соотношений для неквазимонохроматического сигнала (3), (4) только заменой не зависящих от времени и координат точки наблюдения вещественных амплитуд источников q_i на эффективные комплексные амплитуды источников $q_i \exp[i(\varphi_i + k_0 R_i)]$, которые, хотя и оказываются различными в разных точках пространства, по-прежнему не зависят от времени. Поэтому формально обобщение результатов [4] на случай ненулевой частоты несущей оказывается тривиальным.

Именно, временная зависимость комплексной огибающей суммарного поля системы излучателей (7) в первом приближении (с учетом линейной по внутрисистемным

временам задержки членов) отличается от общей временной зависимости комплексных огибающих отдельных излучателей $u_0(t)$ лишь некоторым амплитудным множителем f и временем задержки τ , зависящим от положения точки наблюдения \mathbf{r} , причем для отыскания этого амплитудного множителя и времени задержки мы по-прежнему можем пользоваться формулами (5), (6) (с единственным отличием — вместо (4) следует использовать (9)).

Общие замечания

Качественное отличие случая интерференции квазимонохроматических источников от интерференции неквазимонохроматических источников связано с двумя обстоятельствами.

Во-первых, в случае неквазимонохроматических волн время задержки суммарного сигнала всегда было вещественно [4]. Теперь же (в случае квазимонохроматических волн) эффективное время задержки комплексной огибающей суммарного сигнала в общем случае оказывается комплексным. В этом нет ничего необычного — комплексное время задержки сигнала (подробно описанное уже в классическом обзоре [5]) является просто удобным способом описания искажения этого сигнала и достаточно часто используется для квазимонохроматических сигналов в сильно диспергирующей среде; и причины, и последствия, и характер проявления (и даже причины возможного отсутствия видимых проявлений этого эффекта [12]) комплексного времени задержки в настоящее время хорошо изучены (см. [5–12]). В частности, известно [10,12], что вещественная часть комплексного времени задержки характеризует время запаздывания „центра симметрии“ амплитудно-модулированного сигнала, а мнимая часть — искажение комплексной огибающей этого сигнала. Известно также [9,10], что вещественное время задержки огибающей интенсивности частотно-модулированного сигнала зависит от его частотной модуляции и может заметно отличаться от вещественной части комплексного времени задержки огибающей амплитуды этого сигнала. Поэтому существенным является уже сам факт возникновения комплексного времени задержки сигнала при интерференции нескольких одинаковых квазимонохроматических волн. Действительно, это означает, что в общем случае временная зависимость суммарного сигнала нескольких одинаковых источников не только сдвинута во времени (что описывается вещественной частью комплексного времени задержки), но и искажена (что описывается мнимой частью комплексного времени задержки).

Во-вторых, в случае интерференции неквазимонохроматических волн время задержки существенно зависело от соотношения знаков амплитудных множителей (q_i) источников интерферирующих волн [4]. В частности, при одинаковых знаках этих амплитуд (конструктивная интерференция) время задержки суммарного сигнала

находилось в интервале между минимальным и максимальным временем задержки сигналов от отдельных источников, а при противоположных знаках (деструктивная интерференция) выходило (иногда существенно) за пределы этого интервала. Разумеется, в [4] это соотношение знаков не зависело от положения точки наблюдения. Теперь же (в случае интерференции квазимонохроматических волн) это соотношение знаков изменяется с изменением положения точки наблюдения в пространстве, причем (в случае достаточно коротких длин интерферирующих волн) достаточно быстро. Практически это означает, что эффективное время задержки сигнала может существенно изменяться даже при небольшом изменении положения точки наблюдения (при переходе со светлой полосы интерференционного поля на темную и наоборот).

Суммарное поле двух точечных источников на расстоянии порядка расстояния между источниками

Рассмотрим простейший случай — систему из двух точечных излучателей с различной амплитудой ($q_1 \neq q_2$) и начальной разностью фаз $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$ в среде без поглощения. Следуя [4], этот случай естественно назвать „невырожденным“ (в отличие от „вырожденного“ случая $q_1 = q_2$, который достаточно специфичен и в данной работе не рассматривается).

В акустике можно считать q_i объемными скоростями источников звука [3], а c — скоростью звука в данной среде. Подобная ситуация автоматически возникает при излучении двух реальных источников либо при излучении одного реального источника волны вблизи границы раздела двух сред. При этом в зависимости от характера границы могут реализоваться практически любые соотношения между амплитудами и фазами двух источников (один из которых фиктивен). Аналогичные явления могут наблюдаться при многолучевом распространении радиоволн.

Данная задача может возникнуть также в электродинамике (или в оптике). Речь идет о любой из классических схем интерференции двух точечных источников электромагнитных волн (света), в которых имеет место интерференция волн, создаваемых двумя изображениями одного и того же источника, или интерференции светового поля источника и его изображения (бизеркала и бипризмы Френеля, билинза Бийе, зеркало Ллойда, светосильное расположение, расположение Юнга и т.д. [13]). Некоторые из этих схем асимметричны в принципе (например, в опыте Ллойда коэффициент отражения зеркала всегда меньше 1), а некоторые становятся асимметричными при любом отклонении установки от идеальной симметрии (например, в опыте Юнга условие $q_1 = q_2$ может выполняться только в случае полной идентичности отверстий и их освещенностей).

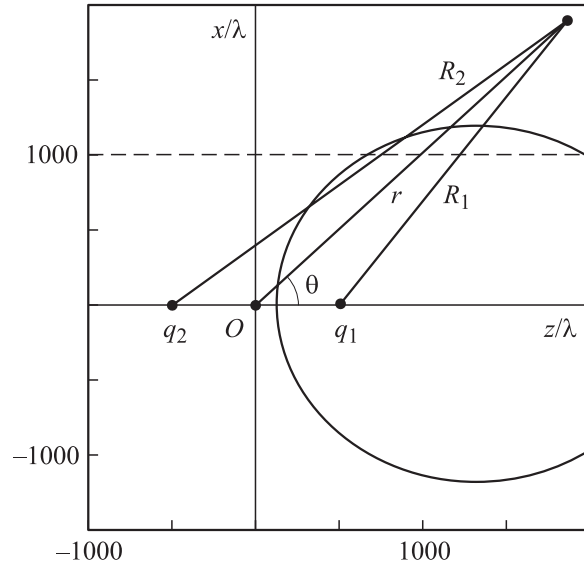


Рис. 1. Геометрия задачи. Прямая $x = 1000\lambda$, $y = 0$, на которой в дальнейшем будет рассчитано время задержки сигнала. Единицей измерения расстояний служит длина волны.

Итак, рассмотрим интерференцию двух точечных источников q_1 и q_2 . Геометрия задачи изображена на рис. 1. На этом рисунке (который соответствует объемным скоростям точечных акустических излучателей $q_1 = 1$, $q_2 = 3/2$ и расстоянию между ними $d = 1000\lambda$, где λ — длина волны излучения) показаны используемые в дальнейшем системы координат (декартова $Oxyz$ и сферическая r, θ), источники излучения q_1 и q_2 и сфера отрицательных времен задержки (см. ниже). Поверхности конструктивной и деструктивной интерференций не отмечены, потому что они расположены очень плотно и попытка показать их на рисунке привела бы к его плотной штриховке. Эти поверхности представляют собой гиперboloиды вращения с осью Oz , на которой расположены излучающие источники.

В любой точке, лежащей на поверхности конструктивной или деструктивной интерференции, время задержки сигнала вещественно, и мы можем пользоваться результатами [4], полученными для случая одинаковых (на поверхностях конструктивной интерференции) или противоположных (на поверхностях деструктивной) знаков излучающих источников.

В произвольной точке пространства \mathbf{r} для амплитуды и времени задержки сигнала с учетом (6) и (9) имеем

$$f = \left(\frac{q_1}{k_0 R_1} + \frac{q_2 \exp(i\Delta\Phi)}{k_0 R_2} \right) \exp[i(\varphi_1 + k_0 R_1)], \quad (10)$$

$$\tau = \frac{q_1 + q_2 \exp(i\Delta\Phi)}{c \left(\frac{q_1}{R_1} + \frac{q_2 \exp(i\Delta\Phi)}{R_2} \right)}, \quad (11)$$

где $\Delta\Phi = (\varphi_2 - \varphi_1) + k_0(R_2 - R_1)$ — разность фаз интерферирующих сигналов в данной точке пространства,

$R_{1,2} = \sqrt{r^2 \mp rd \cos \theta + (d/2)^2}$ — расстояния от точечных источников $q_{1,2}$ до точки наблюдения \mathbf{r} , θ — полярный угол между направлением на точку наблюдения и осью Oz (рис. 1).

Для вещественной и мнимой частей времени задержки τ имеем

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \tau &= \frac{1}{c} \frac{\frac{q_1^2}{R_1} + \frac{q_2^2}{R_2} + \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) q_1 q_2 \cos \Delta \Phi}{\frac{q_1^2}{R_1^2} + \frac{q_2^2}{R_2^2} + \frac{2q_1 q_2}{R_1 R_2} \cos \Delta \Phi}, \\ \operatorname{Im} \tau &= \frac{1}{c} \frac{\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) q_1 q_2 \cos \Delta \Phi}{\frac{q_1^2}{R_1^2} + \frac{q_2^2}{R_2^2} + \frac{2q_1 q_2}{R_1 R_2} \cos \Delta \Phi}. \end{aligned} \quad (12)$$

Нетрудно проверить [4], что в точках конструктивной интерференции ($\cos \Delta \Phi = 1$) время задержки суммарного сигнала вещественно и оказывается промежуточным между временами задержки сигнала от первого и второго источников $\Delta t_{1,2} = R_{1,2}/c$. В точках деструктивной интерференции ($\cos \Delta \Phi = -1$) время задержки суммарного сигнала вещественно; в зависимости от величины и знака задержки суммарного сигнала все точки деструктивной интерференции (составляющие упомянутые выше гиперболоиды вращения) разделяются на три области двумя поверхностями — „сферой бесконечных времен задержки“ (на поверхности которой $\tau = \infty$) с центром в точке $z = [d(1 + \delta^2)]/[2(1 - \delta^2)]$ ($\delta \equiv q_1/q_2$, $0 < \delta < 1$) и радиусом $R = d\delta/(1 - \delta^2)$ и „плоскостью равных времен задержки“ $z = 0$, на которой $\Delta t_1 = \Delta t_2 = \tau$. Сфера бесконечных времен задержки пересекает ось абсцисс в точках $z = (d/2)(1 - \delta)/(1 + \delta)$ и $z = (d/2)(1 + \delta)/(1 - \delta)$. Меньший по абсолютной величине излучатель (в данном случае q_1) оказывается внутри этой сферы, а больший (в данном случае q_2) — вне ее. В любой точке любой из поверхностей деструктивной интерференции, оказавшейся внутри „сферы бесконечных времен задержки“, время задержки оказывается отрицательным ($\tau < 0$; максимум принимаемого суммарного сигнала во внутренних точках этого „шара отрицательных времен задержки“ достигается раньше, чем максимум передаваемого сигнала $u_0(t)$). Все остальные точки деструктивной интерференции разделены на две части плоскостью $z = 0$ — в полупространстве $z < 0$ 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 $z > 0$ время задержки оказывается больше времен задержки от излучателей 1 и 2 (в этой „области отставания“ $\tau > \Delta t_{1,2}$).

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

Во всех прочих точках пространства, не оказавшихся на поверхностях ни конструктивной, ни деструктивной

интерференции ($\cos \Delta \Phi \neq \pm 1$), время задержки суммарного сигнала оказывается комплексным. Нетрудно проверить (рассматривая разность фаз $\Delta \Phi$ как быстро меняющуюся функцию, что допустимо при $k_0 d \gg 1$), что в любой точке пространства вещественная часть времени задержки суммарного сигнала ($\operatorname{Re} \tau$) находится в интервале между временем задержки при конструктивной ($\tau^{(c)}$, $\cos \Delta \Phi = +1$) и деструктивной ($\tau^{(d)}$, $\cos \Delta \Phi = -1$) интерференции, где

$$\tau^{(c,d)} = \frac{q_1 \pm q_2}{c \left(\frac{q_1}{R_1} \pm \frac{q_2}{R_2} \right)}. \quad (13)$$

Нетрудно также проверить, что мнимая часть комплексного времени задержки в любой точке пространства находится в интервале $[-\tau_{\max}^{(i)}, +\tau_{\max}^{(i)}]$, где локально максимальное (по абсолютной величине) значение мнимой части комплексного времени задержки достигается в точках пространства, в которых $\cos \Delta \Phi = -(2q_1 q_2 / R_1 R_2) / [(q_1 / R_1)^2 + (q_2 / R_2)^2]$, и равно

$$\tau_{\max}^{(i)} = \frac{q_1 q_2 \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)}{c \left(\left(\frac{q_1}{R_1} \right)^2 - \left(\frac{q_2}{R_2} \right)^2 \right)}. \quad (14)$$

Нетрудно заметить, что максимальное значение мнимой части времени задержки обращается в бесконечность на сфере бесконечных времен задержки. Поэтому мнимая часть может быть весьма велика при приближении точки наблюдения к этой сфере по поверхности $\cos \Delta \Phi = -(2q_1 q_2 / R_1 R_2) / [(q_1 / R_1)^2 + (q_2 / R_2)^2]$, промежуточной между соответствующими поверхностями конструктивной и деструктивной интерференции ($\cos \Delta \Phi = \pm 1$).

На рис. 2 приведена зависимость соответствующих времен задержки от координаты z на прямой $y = 0$, $x = 1000 \lambda$ (показанной на рис. 1 пунктиром). Видно, что время задержки при деструктивной интерференции может быть как больше, так и меньше времени задержки при конструктивной интерференции. Время задержки при деструктивной интерференции и максимальное мнимое время задержки обращаются в бесконечность в точках пересечения прямой $y = 0$, $x = 1000 \lambda$ с поверхностью сферы бесконечных времен задержки (рис. 1). Внутри сферы бесконечных времен задержки время задержки при деструктивной интерференции, как и должно быть, отрицательно, вне ее — положительно; на левой полупрямой ($z < 0$) оно меньше „светового“ времени, на правой ($z > 0$), разумеется, за исключением отрезка, попавшего внутрь сферы бесконечных времен задержки, — больше „светового“ времени. На рис. 2 изображен также параметр $\tilde{V} = 10 \lg V$ (штрихпунктир), где

$$V = \frac{(|f_1| - |f_2|)^2}{(|f_1| + |f_2|)^2}. \quad (15)$$

— параметр видности интерференционной картины в данной точке пространства [13]. Параметр \tilde{V} определяет контрастность возникающей вблизи данной точки пространства интерференционной картины. Видно,

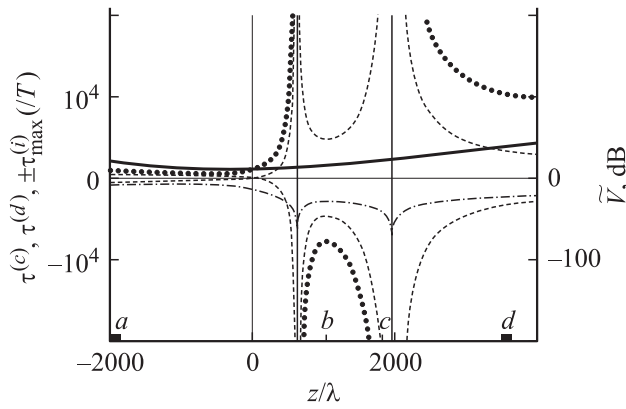


Рис. 2. Зависимость максимальных и минимальных (по отношению к интерференционным осцилляциям) значений вещественной ($\tau^{(c)}$, жирная линия, и $\tau^{(d)}$, жирный пунктир) и мнимой ($\pm\tau_{\max}^{(i)}$, штриховая линия) части времени задержки сигнала на штриховой прямой рис. 1 от координаты z . Вертикальные асимптоты (тонкие сплошные линии) соответствуют пересечению штриховой прямой рис. 1 с поверхностью сферы бесконечных времен задержки. Жирные отрезки (a, b, c, d), показанные на горизонтальной оси, изображены в более крупном масштабе на рис. 3.

что возможность значительного отклонения времени задержки суммарного сигнала от „светового“ в области деструктивной интерференции прямо связана с четкостью интерференционной картины, т.е. со слабостью сигнала в области деструктивной интерференции. Ясно, что в данном случае мы имеем место с частным проявлением соответствующей общей закономерности, сформулированной в [15]. Причину этой связи в данном случае легко понять, если заметить, что $\tau^{(c)} \in [\Delta t_1, \Delta t_2]$, и потому время задержки в области конструктивной интерференции „нормально“ по определению, и что в соответствии с (13), (15) $|\tau^{(d)}/\tau^{(c)}| = V^{-1/2} |(q_1 - q_2)/(q_1 + q_2)|$, т.е. значимая „ненормальность“ времени задержки сигнала в области деструктивной интерференции $\tau^{(d)}$ неизбежно связана со значительным ослаблением сигнала в этой области. Тем не менее во многих случаях опережение (или отставание) суммарного сигнала может быть вполне заметным.

На рис. 2 не показано реально возникающее в данной точке пространства время задержки сигнала. Причина этого хорошо видна на рис. 3, $a-d$, где показаны не только „граничные“ значения времен задержки сигнала ($\tau^{(c,d)}$ и $\pm\tau_{\max}^{(i)}$), но и реально возникающие в данной точке вещественная и мнимая части времени задержки сигнала $\text{Re } \tau$ (тонкая сплошная линия), и $\text{Im } \tau$ (тонкий пунктир). Вместо параметра видности (неосциллирующего) на этих рисунках приведена интенсивность сигнала в данной точке пространства (нормированная на интенсивность сигнала на ближайшей светлой полосе) $\tilde{W} = 10 \lg W$, где

$$W = \frac{|f|^2}{(|f_1| + |f_2|)^2}. \quad (16)$$

Область изменения аргумента z (рис. 3, $a-d$) отмечена на горизонтальной оси рис. 2 короткими жирными отрезками (помеченными соответствующими буквами). Рис. 3, a относится к области опережения, рис. 3, b — к внутренней части сферы бесконечных времен задержки, рис. 3, c — к области, находящейся вблизи границы отрицательных времен задержки, рис. 3, d — к области отставания. Масштаб рисунков 3, $a-d$ и по горизонтальной, и по вертикальной оси различен.

Видно, что и вещественная, и мнимая часть времени задержки достаточно быстро (в соответствии с чередованием темных и светлых интерференционных полос) осциллируют между своими предельными значениями, причем ненормально маленькое отрицательное или ненормально большое вещественное время задержки достигается в узких зонах глубокой деструктивной интерференции, а значительное мнимое время задержки — в узких зонах вблизи глубокой деструктивной интерференции. При этом чем больше „ненормальность“ возникающего в области деструктивной интерференции времени задержки суммарного сигнала (все равно, в сторону задержки или опережения), тем уже зона, в которой это время достигается, и тем значительнее „дисбаланс“ между узкими полосами деструктивной интерференции и широкими полосами конструктивной. Впрочем, отчетливо видная при сопоставлении рис. 3, $a-d$ тенденция к сужению (в пространстве) области ненормального времени задержки с ростом степени его ненормальности является в значительной степени кажущейся. Дело в том, что „сверхузкие“ области отрицательного времени задержки на рис. 3, c действительно существенно уже областей „провала“ времени задержки на рис. 3, a в смысле ширины провала по уровню его половины (каковой на рис. 3, a и 3, c отличается примерно в 100 раз). По фиксированному же уровню (например, $|\tau - \tau^{(c)}| = 500T$) ширина этих провалов практически одинакова — разница состоит лишь в том, что для провалов рис. 3, a этот уровень — ширина провала на уровне половины максимума провала, а для провалов на рис. 3, c — ширина провала почти на уровне его „подножия“.

Практически в ближней и промежуточной зонах (при $r \sim d$) в случае „общего положения“ ($q_1 \sim q_2 \sim |q_1 - q_2|$) отклонение времени задержки в области деструктивной интерференции от „светового“ времени задержки и величина мнимого по порядку величины равны „внутрисистемному“ времени (d/c , рис. 3, a); эти значения достигаются в зонах шириной порядка длины волны излучения λ . Разумеется, возможны (например, вблизи сферы бесконечных времен задержки) и существенно большие отклонения (рис. 3, $b-d$), но они достигаются в узких зонах (иногда шириной в сотые доли длины волны) и при более значительном ослаблении сигнала.

При достаточно высокой частоте несущей чередование зон конструктивной и деструктивной интерференции в пространстве происходит очень быстро, поэтому вблизи любой заданной точки пространства можно обна-

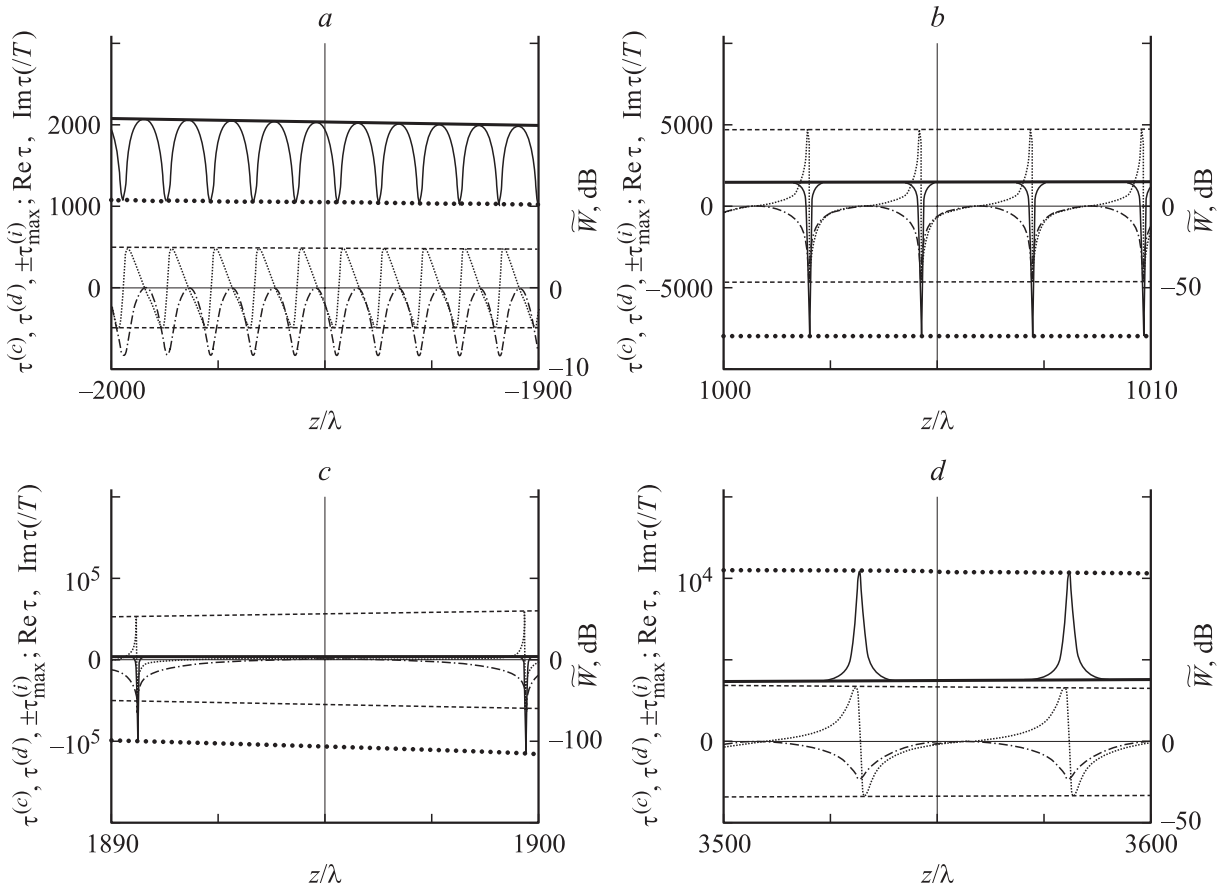


Рис. 3. Показаны не только „граничные“ значения времен задержки сигнала ($\tau^{(c,d)}$ и $\pm\tau_{\max}^{(i)}$, обозначения совпадают с рис. 2), но и реально возникающие в данной точке вещественная и мнимая части времени задержки сигнала $\text{Re}\tau(z)$ (тонкая сплошная линия) и $\text{Im}\tau(z)$ (тонкий пунктир). Вместо параметра видности $\tilde{V}(z)$ показана нормированная интенсивность сигнала в данной точке пространства $\tilde{W}(z)$ (штрихпунктир).

ружить точки с максимально и минимально возможным вещественным и мнимым временем задержки сигнала — для этого достаточно немного сместиться в направлении градиента функции $\Delta\Phi$. В данном случае возникает своего рода „скрытый параметр“ или „дополнительная микроскопическая степень свободы“, когда практически без изменения „глобальных“ переменных x, y, z (и без изменения „глобальных“ параметров точки наблюдения $\tau^{(c,d)}$, $\tau_{\max}^{(i)}$ и V) можно (за счет изменения „микроскопической“ координаты $\Delta\Phi$ и интенсивности сигнала W) добиться любого значения вещественной и мнимой частей времени задержки суммарного сигнала в соответствующих „глобальных“ пределах $\tau^{(c,d)}$ и $\pm\tau_{\max}^{(i)}$. При этом интенсивность и время задержки суммарного сигнала (в случае $k_0d \ll 1$) быстро изменяются при перемещении точки наблюдения в направлении, перпендикулярном интерференционным полосам, и медленно — при перемещении вдоль интерференционной полосы. Это приводит к тому, что линии равной интенсивности и линии равного времени задержки сигнала практически параллельны друг другу и интерференционным полосам и дублируются на соседних интерференционных полосах.

Известно [16], что определение кажущегося направления на источник звука (в акустике) на основе бинаурального эффекта происходит (в зависимости от длительности и частоты несущей сигнала) на основе анализа интерауральной разности времен прихода, интенсивностей или разности фаз сигналов. В данном случае два первых метода, очевидно, приводят к неверному результату, что может привести к разнообразным ошибкам наблюдателя. В частности, кажущееся направление на источник звука, определяемое на основе анализа интерауральной разности времен прихода сигнала в левое и правое ухо, сильно зависит от ориентации наблюдателя и изменяется при повороте его головы.¹ При ширине базы, меньшей ширины интерференционных полос (что вполне возможно при достаточно большой длине волны и неизбежно при любой длине волны достаточно далеко от пары излучателей, см. ниже) положение головы, соответствующее одновременному приходу сигналов в левое и правое ухо, единственно, но при этом ка-

¹ Кроме того, в „области опережения“ (см. выше) более слабый сигнал появляется раньше более сильного, что приводит к „внутреннему конфликту“ между стремлением уравнивать времена прихода сигналов и их интенсивности.

жущее направление на источник звука практически совпадает с нормалью к интерференционным полосам в данной точке пространства. В результате поле кажущихся направлений на источник звука представляет собой семейство софокусных эллипсов, фокусы которых совпадают с излучателями $q_{1,2}$, а попытка „выйти“ на этот источник приведет к кружению по эллипсам вокруг пары источников.

Следует также подчеркнуть, что описанная картина в некотором роде не зависит от частоты волны — реально временным масштабам в данной задаче является величина d/c , а пространственным — d (это видно из того, что ни частота, ни длина волны не входят в формулы (13)–(15), хотя и входят через $\Delta\Phi$ в (10)–(12)). При десятикратном, например, уменьшении длины волны излучения ($d = 10000\lambda$) изменение „глобальной“ картины (рис. 2) свелось бы к десятикратному изменению чисел у обеих координатных осей (только потому, что единицей измерения времени у нас служит период поля, а единицей измерения длины — длина волны). Изменение же „локальной“ картины (рис. 3) при этом свелось бы к десятикратному сужению ширины интерференционных полос и десятикратному увеличению их количества.

Суммарное поле двух точечных источников в дальней зоне

В дальней зоне ($r \gg d$) соотношения (13)–(15) существенно упрощаются. Введя „геометрическое“ время задержки $\tau_{\text{geom}} = r/c$ и представив общее время задержки $\tau = \tau_{\text{geom}} + \tau_{\text{add}}$ (τ_{add} — некоторое дополнительное, в общем случае комплексное, время задержки), нетрудно показать, что

$$\tau_{\text{add}} = \frac{1 - \delta \exp(i\Delta\Phi)}{1 + \delta \exp(i\Delta\Phi)} \frac{d}{2c} \cos \theta, \quad (17)$$

$$\Delta\Phi = k_0 d \cos \theta + \varphi_2 - \varphi_1, \quad \delta \equiv q_1/q_2.$$

Конструктивная интерференция с дополнительным временем задержки

$$\tau_{\text{add}}^{(c)} = \frac{1 - \delta}{1 + \delta} \frac{d}{2c} \cos \theta \quad (18)$$

возникает на конусах $\theta = \theta^{(c)}$ ($\cos \theta^{(c)} = (2n\pi - \Delta\Phi)/(k_0 d)$), деструктивная с дополнительным временем задержки

$$\tau_{\text{add}}^{(d)} = \frac{1 + \delta}{1 - \delta} \frac{d}{2c} \cos \theta \quad (19)$$

возникает на конусах $\theta = \theta^{(d)}$ ($\cos \theta^{(d)} = ((2n + 1)\pi - \Delta\Phi)/(k_0 d)$), мнимая часть времени задержки достигает максимального (минимального) значения

$$\tau_{\text{max}}^{(i)} = \pm \frac{\delta}{1 - \delta^2} \frac{d}{c} \cos \theta \quad (20)$$

на конусах $\theta = \theta^{(i)}$ ($\cos \theta^{(i)} = ((2n + 1)\pi - \Delta\Phi \pm \pm \arccos(2\delta/(1 + \delta^2)))/(k_0 d)$).

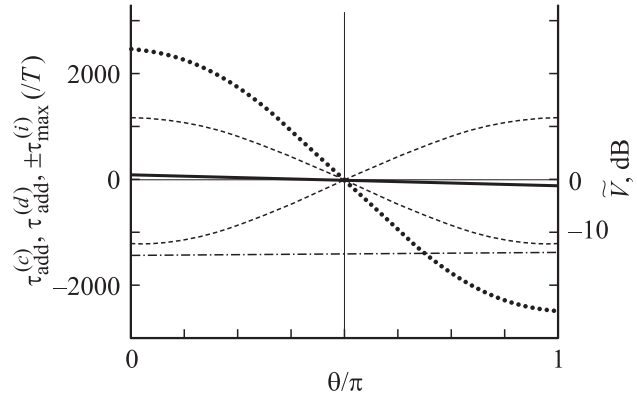


Рис. 4. Дополнительное (по отношению к „геометрическому“) время задержки при $r = 100000\lambda$ в зависимости от полярного угла θ (rad). Обозначения совпадают с обозначениями рис. 2.

В дальней зоне дополнительная (по отношению к τ_{geom}) задержка перестает зависеть от расстояния до излучателей, а ее зависимость от полярного угла определяется фактором $\cos \theta$. Характер зависимости дополнительного (по отношению к „геометрическому“) времени задержки от полярного угла в дальней зоне показан на рис. 4. На этом рисунке приведена угловая зависимость дополнительных времен задержки $\tau_{\text{add}}^{(c)}$, $\tau_{\text{add}}^{(d)}$, $\pm \tau_{\text{max}}^{(i)}$ и видности интерференционной картины \tilde{V} при расстоянии до пары излучателей $r = 100000\lambda$; для расчета вещественной и мнимой части времени задержки использованы приближенные формулы (18)–(20) (результаты счета по которым в данном случае с графической точностью совпадают с результатами счета по формулам (13)–(15)). Видно, что дополнительное (по отношению к геометрическому) время задержки положительно в полупространстве ($\theta < \pi/2$) более слабого излучателя (q_1) и отрицательно в полупространстве ($\theta > \pi/2$) более сильного излучателя (q_2). Нетрудно проверить, что отношение максимального мнимого времени задержки к максимальному дополнительному вещественному времени задержки постоянно и равно $2\delta/(1 + \delta)^2 \sim 1$. Это значит, что при $q_1 \sim q_2$ роль мнимой части времени задержки и дополнительного вещественного времени задержки примерно одинакова. Величина этих дополнительных времен задержки по порядку величины равна $(d/c)/(1 - \delta)$, что в случае $q_1 \neq q_2$ по порядку величины совпадает с „внутрисистемным“ временем задержки d/c . Ясно, что говорить о существенности этих дополнительных времен задержки можно только тогда, когда они сравнимы по величине с длительностью сигнала. Поэтому реальный интерес представляют следующие случаи.

— Для любых сигналов в случае $q_1 \neq q_2$ представляет интерес окрестность сферы бесконечных времен задержки; в этой окрестности и вещественное, и мнимое время задержки может становиться сколь угодно велико в сравнении с чем угодно, но только в небольших областях пространства и только при существенном ослаблении сигнала.

— Для достаточно коротких сигналов и(или) достаточно большой базы интерференции, когда длительность сигнала T_0 одного порядка с „внутрисистемным“ временем задержки ($T_0 \sim d/c$), представляет интерес все пространство; в этом случае и дополнительное вещественное, и мнимое время задержки сравнимы с длительностью сигнала просто потому, что сам сигнал достаточно короток, а времена задержки определяются только геометрией задачи и не зависят от длительности сигнала. Отметим еще раз, что выполнение или невыполнение этого условия не имеет отношения к „степени коротковолновости“ задачи — при неограниченном росте частоты несущей ($k_0 \rightarrow \infty$) неограниченно уменьшается расстояние между светлыми и темными интерференционными полосами, но не изменяется ни интенсивность, ни максимальные времена задержки сигнала.

— Случай близких амплитуд излучателей ($q_1 \cong q_2$); при этом условие $T_0 \sim (d/c)/(1 - q_1/q_2)$ может выполняться для достаточно длинных сигналов за счет близости q_1 и q_2 по величине.

На рис. 5 дополнительно к рис. 4 показана угловая зависимость реально достигаемого вблизи направления $\theta = 0.8\pi$ дополнительного вещественного и мнимого времени задержки, а вместо видности интерференционной картины \tilde{V} показана интенсивность сигнала \tilde{W} . Обозначения на рис. 5 совпадают с обозначениями рис. 3.

Нетрудно заметить, что вдали от пары излучателей дополнительная задержка сигнала не зависит от расстояния до пары излучателей и закономерно (рис. 5) осциллирует с изменением полярного угла. Угловая ширина полос деструктивной интерференции (в которых время задержки anomalно) при $r \rightarrow \infty$ стабилизируется. Это означает, что линейные размеры этих полос вдали от системы излучателей в принципе могут быть сколь угодно велики (в изображенном на рис. 5 случае, например, при угловой ширине полос $\Delta\theta \approx 0.0001$ их линейная ширина составляет около 10λ).

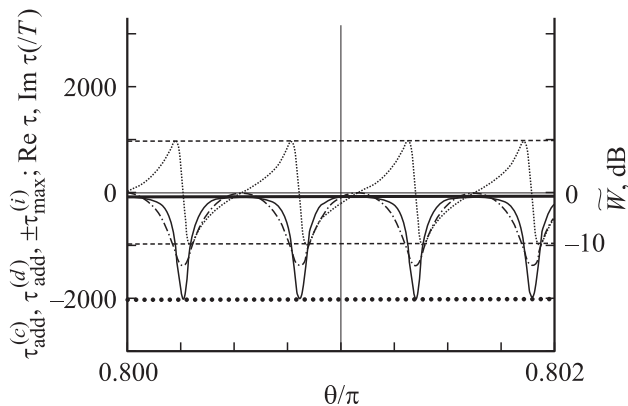


Рис. 5. Угловая зависимость реально достигаемого вблизи направления $\theta = 0.8\pi$ дополнительного вещественного и мнимого времени задержки, а также интенсивность сигнала \tilde{W} (штрихпунктир). Обозначения совпадают с обозначениями рис. 3.

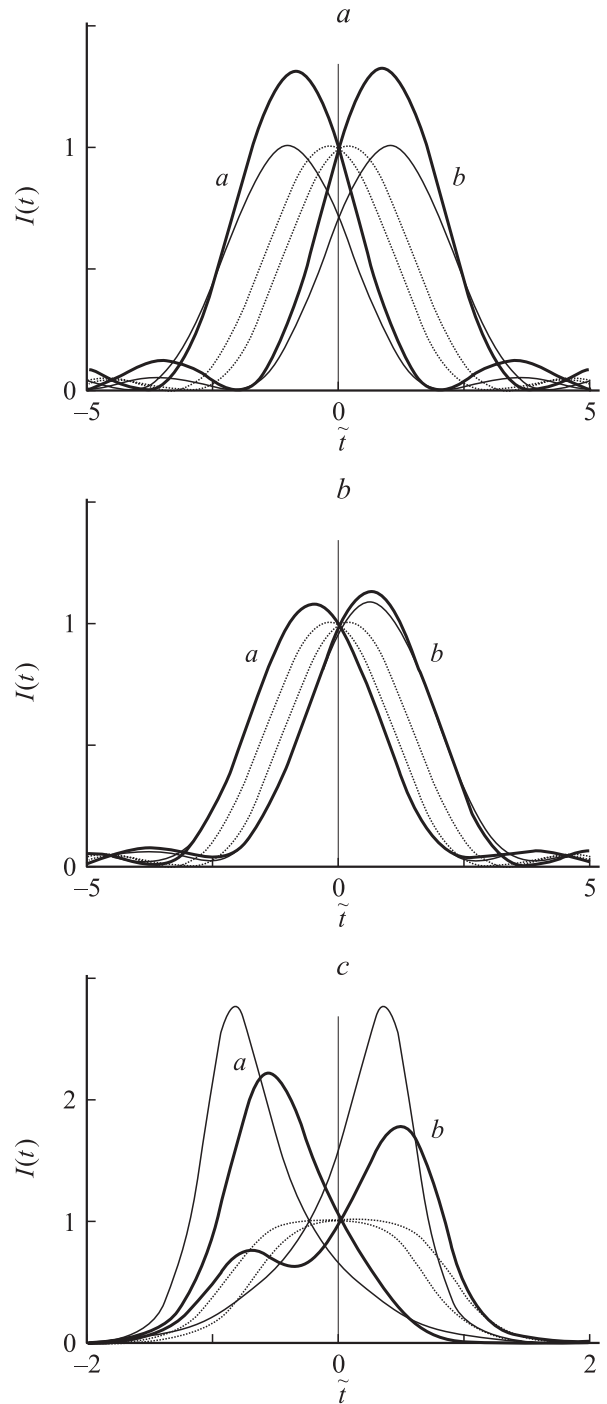


Рис. 6. Характер искажения сигнала.

Характер искажения сигнала проиллюстрирован на рис. 6. В качестве исходного на рис. 6, *a, b* использован сигнал $u_0(t) = \sin(t/T_0)/(t/T_0)$ с длительностью $T_0 = 2000T$. По горизонтальной оси отложено „сдвинутое“ на вакуумное время запаздывания время $\tilde{t} = (t - \tau_{\text{geom}})/T_0$ (в единицах характерной исходной длительности сигнала T_0), по вертикальной — временная зависимость интенсивности поля, создаваемого обоими точечными источниками $I(t) = |u_0(t - \Delta t_{1,2})|^2$,

пунктир (вместо четырех кривых, две для случая a и две для случая b , на рисунке видны только две кривые, потому что сигналы от отдельных источников в точках a и b сливаются), временная зависимость суммарного сигнала в соответствии с приближенной формулой (8) ($I(t) = |u_0(t - \tau)|^2$, тонкая линия), а также точная временная зависимость суммарного сигнала, реально возникающего при интерференции полей точечных источников, нормированная на „теоретический“ максимум сигнала ($I(t) = |u(t)/f|^2 = |(f_1 u_0(t - \Delta t_1) + f_2 u_0(t - \Delta t_2))/f|^2$, жирная линия). На рис. 6, a (кривые a) изображена временная зависимость поля изображенной на рис. 1 пары излучателей в среде со скоростью волны $c = 1$ в точке $r = 100000$, $\theta = 0.800265\pi$ (область опережения, см. рис. 4 и 5). В этой точке дополнительное время задержки сигнала почти вещественно и отрицательно ($\tau_{\text{add}} = -1982 - 75i$), фактор ослабления интенсивности сигнала по сравнению с его же интенсивностью на ближайшей светлой полосе $W = 0.042$. На том же рисунке (кривые b) изображены аналогичные временные зависимости в точке $r = 100000$, $\theta = 0.20028\pi$ (область отставания, см. рис. 4). В этой точке дополнительное время задержки почти вещественно и положительно ($\tau_{\text{add}} = 2054 + 122i$), фактор ослабления интенсивности сигнала по сравнению с его же интенсивностью на ближайшей светлой полосе $W = 0.039$.²

Видно, что временная зависимость суммарного сигнала $u(t)$ действительно может как опережать, так и отставать от временной зависимости сигналов $u_{1,2}(t)$, суммой которых он реально является. Это означает, что в данном случае возможна описанная в [4] специфическая неантропогенная обработка сигнала (прогнозирование прошлого или будущего, восстановление „носа“ сигнала за счет потери его, „хвоста“ или наоборот и т.д.). Отличие состоит в том, что в [4] при передаче прогнозировался (восстанавливался) сам сигнал, а теперь прогнозируется (восстанавливается) его комплексная огибающая. В [4] было показано, что это опережение или запаздывание является естественным результатом экстраполяции временной зависимости сигнала в прошлое или будущее, возникающей при интерференции (сложении) нескольких копий одного и того же сигнала с соответствующими коэффициентами.

На рис. 6, b приведены результаты аналогичных расчетов для точек $r = 100000$, $\theta = 0.8003\pi$ ($W = 0.084$, $\tau_{\text{add}} = -987 - 950i$, кривая a) и $r = 100000$, $\theta = 0.20025\pi$ ($W = 0.064$, $\tau_{\text{add}} = 1249 - 974i$, кривая b). Эти „точки наблюдения“ выбраны на максимуме мнимой части времени задержки (рис. 5). Видно, что мнимая часть времени задержки почему-то практически не проявляет себя, несмотря на то что по величине она сравнима с вещественной частью дополнительного времени задержки, которое вполне отчетливо наблюдается. Причина этого явления обсуждалась в [10,12]. Она

² Что, кстати, немного — ослабление сигнала по интенсивности в 25 раз обычно не считается очень уж существенным даже в учебных лабораториях.

сводится к тому, что небольшое (в сравнении с длительностью сигнала) мнимое время задержки практически не искажает временную зависимость интенсивности сигнала с чисто амплитудной модуляцией. Чтобы проиллюстрировать это обстоятельство, на рис. 6, c приведены результаты расчета временной зависимости интенсивностей „шляпообразных“ сигналов $u_0(t) = ((t/T_0)^2 + i)^2$ (кривые a) и $u_0(t) = ((t/T_0)^2 - i)^2$ (кривые b) при $T_0 = 4000T$. Комплексная огибающая этих сигналов не является чисто вещественной функцией, т.е. эти сигналы наряду с амплитудной имеют и фазовую модуляцию. Временная зависимость интенсивности для обоих сигналов рассчитана в одной и той же точке пространства (в точке „ a “ рис. 6, b , т.е. при $r = 100000$, $\theta = 0.8003\pi$ ($W = 0.084$, $\tau_{\text{add}} = -987 - 950i$). Видно, что мнимая часть времени задержки привела к их значительному искажению (причем разному для двух комплексно-сопряженных сигналов с одинаковой временной зависимостью интенсивности). Следует отметить (рис. 3), что мнимое время задержки быстро изменяется вблизи поверхности деструктивной интерференции, поэтому характер искажения сигнала с частотной модуляцией может сильно измениться даже при небольшом смещении точки наблюдения.

Характер искажения короткого сигнала

Нетрудно заметить, что при длительности сигнала, большой в сравнении с отличием между истинными временами задержки интерферирующих сигналов $\Delta t_{1,2}$ и эффективным временем задержки суммарного сигнала τ , точность приближенной формулы (5) достаточно высока. При уменьшении длительности сигнала точность формулы (5) существенно ухудшается. Это совершенно естественно, потому что в данном случае происходит 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 [17].

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 двулучевой интерференции должно оставаться мало [4].

Естественным образом возникает вопрос о характере временной зависимости сигнала в случае, если определяемое по формулам (17) дополнительное (по отношению к геометрическому) время запаздывания (или опережения) сигнала велико в сравнении с его длительностью. Действительно, это время определяется только геометрией задачи и не зависит от длительности сигнала, поэтому оно может быть как мало в сравнении с длительностью сигнала (когда сигнал имеет достаточную продолжительность), так и велико (для достаточно коротких сигналов).

Для неквазимонохроматических сигналов ответ на этот вопрос хорошо известен [1] (и процитирован в [4]) — в дальней зоне временная зависимость сигнала дипольного излучателя определяется не самим дипольным моментом излучателя (как в ближней зоне), а производной этого дипольного момента по времени. В рамках „интерполяционных“ представлений [4] этот результат вполне естествен и сводится к тому очевидному факту, что попытка применения формулы линейной интерполяции (к каковой формуле в конечном итоге и сводится интерференция двух одинаковых сигналов с разными амплитудными множителями и разными временными сдвигами) на интервалах, больших в сравнении с длительностью сигнала, приводит уже не к прогнозированию прошлого или будущего сигнала, а к вычислению его производной по времени методом конечных разностей.

В случае квазимонохроматического сигнала, как было показано в данной работе, также имеет место прогнозирование прошлого или будущего сигнала с использованием линейной интерполяции, но теперь прогнозируется уже не сам (высокочастотный) сигнал, а его (низкочастотная) комплексная огибающая. Поэтому естественно ожидать (по тем же самым причинам, что и в [4]), что при выполнении условия $\tau_{\text{add}} \gg T_0 \gg d \cos \theta / c$ временная зависимость комплексной огибающей суммарного сигнала будет скорее напоминать не „сдвинутую“ вперед, назад (по сравнению с геометрической задержкой) или на комплексную плоскость временную зависимость его комплексной огибающей, а временную зависимость производной его комплексной огибающей, которая отнюдь непохожа на комплексную огибающую производной самого высокочастотного сигнала. Комплексная огибающая производной высокочастотного сигнала практически совпадает (с точностью до фактора $-i\omega_0$) с его комплексной огибающей именно по причине его высокочастотности). Именно, при выполнении условия $\tau_{\text{add}} \gg T_0$ вместо формулы (5) нетрудно получить

$$u(\mathbf{r}, t) \approx -\tau_{\text{add}} f u'_0(t - \tau_{\text{geom}}), \quad (21)$$

где параметры τ_{add} , τ_{geom} и f по-прежнему определяются формулами (17), (10). Нетрудно заметить, что временная зависимость комплексной огибающей сигнала в этом случае может существенно отличаться от исходной, а интенсивность заметно, в $\sim (\tau_{\text{add}}/T_0)^2$ раз, превышать ожидаемую в области деструктивной интерференции (т.е. гашение сигнала в области деструктивной интерференции существенно смягчится).

Для еще более коротких сигналов (при выполнении условия $T_0 \ll d \cos \theta / c$), очевидно, интерференция двух копий одного и того же сигнала исчезает (сигналы „разминутся“ во времени) и суммарный сигнал будет представлять „раздвоенный“ исходный сигнал, интенсивность которого не будет зависеть от небольшого сдвига точки приема (как конструктивная, так и деструктивная интерференция просто исчезает вместе со всеми сопутствующими явлениями).

Заключение

Время запаздывания комплексной огибающей суммарного сигнала от компактной группы квазимонохроматических излучателей в общем случае является комплексным и может заметно измениться даже при небольшом сдвиге точки наблюдения в пространстве.

При выборе точки наблюдения в области конструктивной интерференции (на светлой полосе интерференционного поля) время запаздывания вещественно (т.е. искажение сигнала незначительно) и практически совпадает со „световым“ (в электродинамике) или „звуковым“ (в акустике) временем запаздывания сигнала от группы излучателей.

При выборе точки наблюдения в области деструктивной интерференции (в середине темной полосы интерференционного поля) время запаздывания также вещественно (т.е. искажение сигнала незначительно) и может существенно отличаться от „светового“ (или „звукового“) времени запаздывания в любую сторону (в частности, может быть и отрицательным).

При выборе точки наблюдения вблизи интерференционного минимума (но не в самом минимуме) время запаздывания оказывается комплексным. Вещественная часть этого времени запаздывания по-прежнему характеризует скорость распространения сигнала. Эта вещественная часть может существенно отличаться от „светового“ (в оптике) или „звукового“ (в акустике) времени запаздывания в любую сторону. Мнимая часть этого времени запаздывания характеризует искажение комплексной огибающей сигнала. В случае чисто амплитудной модуляции исходного сигнала это искажение не приводит к существенному искажению временной зависимости интенсивности сигнала. В случае смешанной (амплитудно-фазовой) модуляции искажение временной зависимости интенсивности сигнала может быть существенно. В некоторых частных случаях, например для линейно-частотно-модулированных гауссовых волновых пакетов, это искажение имеет специфический характер [10] — огибающая интенсивности не искажается в обычном смысле этого слова, но получает дополнительный по отношению к вещественной части времени групповой задержки сдвиг во времени (в прошлое или будущее — в зависимости от мнимой части времени задержки и индекса модуляции). В результате искажение огибающей интенсивности таких сигналов оказывается невелико, а время задержки не только значительно

зависит от сдвига точки наблюдения в направлении, перпендикулярном интерференционным полосам для одного и того же сигнала, но и от индекса модуляции сигнала для разных сигналов в одной и той же точке наблюдения. При этом одни и те же сигналы искажаются по-разному в близких друг к другу точках интерференционного поля (имеющих разные значения мнимой части комплексного времени задержки). Искажение сигналов с одинаковой временной огибающей интенсивности (но отличающихся фазовой модуляцией) может быть различно даже в одной и той же точке интерференционного поля.

Отклонение времени распространения сигнала от „светлого“ (или „звукового“) не имеет отношения ни к нарушению принципа предельности вакуумной скорости света (в случае, когда время задержки сигнала меньше „светового“), ни к сверхзвуковым скоростям (в случае, когда это время задержки меньше „звукового“), ни к нарушению принципа причинности (в случае, когда время задержки сигнала отрицательно). Сдвиг временной зависимости огибающей 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 огибающей сигнала в прошлое или будущее. Побочным результатом этой экстраполяции (как и в [4]) является „регенерация“ „обрезанной“ передней или задней части огибающей сигнала, передача которого скачком начинается или скачком прекращается. В данной работе результаты соответствующих расчетов не приводятся, потому что упомянутые эффекты „регенерации“ [4] являются непосредственным и неизбежным следствием принципа причинности (в незаблестности коего у автора нет ни малейших сомнений) и дополнительная проверка этого факта вряд ли необходима.

Практически это означает, что в условиях многолучевого распространения при приеме сигнала в области интерференционной тени для сигнала с резким передним или задним фронтом можно принять „что угодно“ т.е. сильно искаженный в результате комплексности времени задержки сигнал, переданный начальный или конечный фрагмент сигнала, переданный фрагмент сигнала, вдобавок искаженный в результате комплексности времени его задержки. При этом один и тот же сигнал в разных точках пространства искажается (и обрезается) по-разному, поэтому в разных точках пространства могут приниматься совершенно разные сигналы. Сигнал с плавно нарастающей и спадающей огибающей можно принять „когда угодно“, т.е. максимум плавного сигнала может быть принят „нормально“, аномально рано (например, с отрицательным или сверхсветовым временем задержки) или аномально поздно (с временем задержки, существенно превышающим нормальное время распространения сигнала), причем время запаздывания или опережения одного и того же сигнала может сильно изменяться при небольшом изменении точки наблюдения; для сигналов с частотной модуляцией может иметь место дополнительный сдвиг максимума сигнала вперед

или назад по оси времени, зависящий от характера модуляции сигнала. Тем не менее описанные явления являются „теньевыми“ в том смысле, что они возникают в узких пространственных областях в условиях сильного ослабления сигнала, причем чем более „ненормально“ поведение сигнала, тем уже пространственные размеры области, в которой это поведение проявляется, и тем сильнее ослабление сигнала в этой области.

Описанные в данной работе эффекты „аномального“ времени распространения сигнала могут (и должны) возникать во всех случаях сильного ослабления сигнала в результате деструктивной интерференции. Речь идет не только об описанных выше ситуациях классической двулучевой интерференции, но и таких, например, задачах, как распространение радиоволн в условиях замирания (фединг), излучение радиоволн в промежутке между „лепестками“ направленной антенны, излучение антенны (или акустического источника) вблизи границы раздела двух сред и т.д.

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. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 3–13.
- [5] Вайнштейн Л.А. // УФН. 1976. Т. 118. Вып. 2. С. 339–367.
- [6] Aguianno G.D., Centini M., Bloemer M.J. et al. // Opt. Lett. 2000. Vol. 27. N 3. P. 176–178.
- [7] Macke B., Queva J.L., Rohart F., Segard B. // J. Phys. 1987. Vol. 48. P. 797–808.
- [8] Бухман Н.С. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 9. С. 774–780.
- [9] Бухман Н.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 18. С. 81–87.
- [10] Бухман Н.С. // Опт. и спектр. 2004. Т. 96. № 6. С. 961–969.
- [11] Бухман Н.С. // Опт. и спектр. 2004. Т. 96. № 4. С. 685–691.
- [12] Бухман Н.С. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. С. 120–124.
- [13] Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
- [14] Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544 с.
- [15] Macke B., Segard B. // Eur. Phys. J. D. 2003. Vol. 23. N 1. P. 125–143.
- [16] Физическая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия. 1988. Т. 1. С. 202.
- [17] Амосов А.А., Дубинский Ю.А., Копченова Н.В. Вычислительные методы для инженеров. М.: Высш. шк., 1994. 544 с.