

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НАПРАВЛЕННЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В СТАЦИОНАРНЫХ И ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

© 2012 Б. В. Скворцов, Д. Б. Скворцов, А. Н. Мальшева-Стройкова

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

В работе математически описывается энергетическое поле, созданное излучающим импульсом при распространении его в неоднородной поглощающей среде. Дается трехмерное математическое описание и алгоритм расчета процесса распространения направленных импульсных сигналов в неоднородных поглощающих стационарных и движущихся средах. Определяется энергия импульса и групповая скорость. Изменение амплитуды и спектрального состава импульса, прошедшего через исследуемую, среду дает диагностическую информацию о среде.

Направленный импульс, волновой вектор, неоднородная среда, коэффициент поглощения, фазовая скорость, математическое описание, алгоритм расчёта, энергия.

Теоретические основы распространения импульсных сигналов в различных средах рассмотрены в фундаментальных работах [1, 2], результаты которых требуют дальнейшего осмысления и развития с точки зрения возможностей и методики их практического применения. Импульсное зондирование применяется для исследования физико-химических свойств сред и объектов [3]. Импульсные сигналы, взаимодействующие с контролируемой средой или объектом, исчерпаемы по своим информационным и технологическим возможностям.

Направленный зондирующий импульс любой физической природы (электромагнитный, акустический), действующий в какой-либо точке пространства, в общем случае является вектором (рис. 1).

Импульс может быть произвольной формы и описывается выражением:

$$\bar{p}(O,t) = \bar{i}p_x(O,t) + \bar{j}p_y(O,t) + \bar{k}p_z(O,t), \quad (1)$$

где под точкой «O» будем понимать координаты точки излучения (x_0, y_0, z_0) . Отметим, что мы намеренно не совмещаем точку излучения с началом координат, так как среда может облучаться синхронно из нескольких точек, что может привести в дальнейшем к неточности описания. Импульс исчерпывающим образом описывается комплексной спектральной амплитудой $S(j\omega)$, которая определяется как преобразование Фурье от исходного сигнала и представляет собой набор синусоидальных сигналов разной амплитуды и фазы:

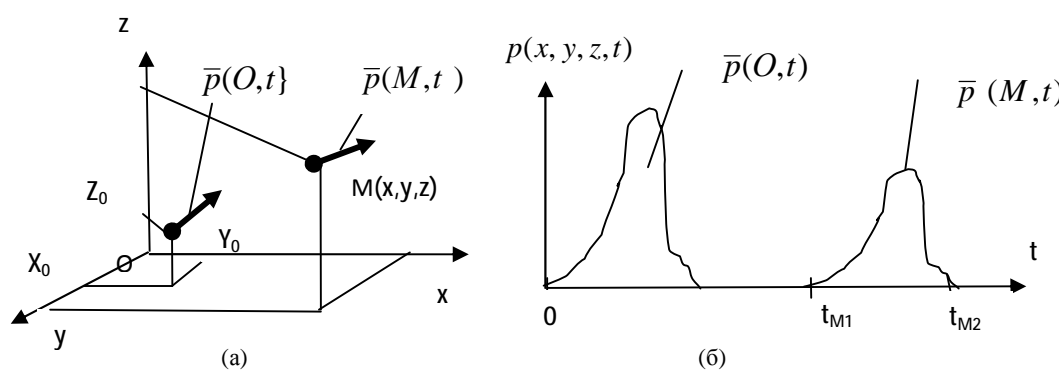


Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи распространения импульса в неподвижной среде

$$\begin{aligned} \bar{S}(O, jw) &= F[\bar{p}(o, t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, t) e^{-jw t} dt = \\ &= \bar{i}S_x(O, jw) + \bar{j}S_y(O, jw) + \bar{k}S_z(O, jw). \end{aligned} \quad (2)$$

Изменение амплитуды и спектрального состава зондирующего импульса, прошедшего через исследуемую среду, дает информацию о среде или объекте. Распространяясь в среде, импульс может в общем случае изменять форму и направление, что определяется свойствами среды.

Рассмотрим сначала неподвижную неоднородную среду.

Любая среда, в которой распространяется и с которой взаимодействует направленный энергетический импульс, характеризуется комплексным волновым вектором, который, согласно [1,4], является дважды вектором – как комплексное число и как направление. Для неоднородной среды волновой вектор, является функцией не только частоты, но и пространственных координат, которые для компактности представим в виде расстояния от начала координат до текущей точки:

$$\begin{aligned} \bar{k}(jw, R) &= \bar{k}'(w, R) - j\bar{k}''(w, R) = \\ &= \bar{i}k_x(jw, R) + \bar{j}k_y(jw, R) + \bar{k}k_z(jw, R), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}; \\ k_x(jw, R) &= k'_x(w, R) - jk''_x(w, R); \\ k_y(jw, R) &= k'_y(w, R) - jk''_y(w, R); \\ k_z(jw, R) &= k'_z(w, R) - jk''_z(w, R); \\ \bar{k}'(w, R) &= \bar{i}k'_x(w, R) + \bar{j}k'_y(w, R) + \bar{k}k'_z(w, R); \\ \bar{k}''(w, R) &= \bar{i}k''_x(w, R) + \bar{j}k''_y(w, R) + \bar{k}k''_z(w, R). \end{aligned} \quad (4)$$

Модули компонентов волнового вектора определяются по формулам, определяющим модуль комплексного числа:

$$\begin{aligned} |\bar{k}'(w, R)| &= \sqrt{[k'_x(w, R)]^2 + [k'_y(w, R)]^2 + [k'_z(w, R)]^2}; \\ |\bar{k}''(w, R)| &= \sqrt{[k''_x(w, R)]^2 + [k''_y(w, R)]^2 + [k''_z(w, R)]^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Полный модуль волнового вектора определится:

$$|\bar{k}(jw, R)| = \sqrt{|\bar{k}'(w, R)|^2 + |\bar{k}''(w, R)|^2}. \quad (6)$$

Здесь и в дальнейшем следует различать j – как мнимую часть комплексного числа; $\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$ – как единичные векторы декартовой системы координат, \bar{k} – как волновой вектор.

Компоненты волнового вектора определяются свойствами среды и направленностью зондирующего импульса [1, 4]. Действительная часть волнового вектора определяет вектор фазовой скорости распространения импульса [м/сек]:

$$\begin{aligned} \bar{V}_\phi(w, R) &= \frac{w}{\bar{k}'(w, R)} = \\ &= \frac{w}{|\bar{k}'(w, R)|^2} [\bar{i}k'_x(w, R) + \bar{j}k'_y(w, R) + \bar{k}k'_z(w, R)] = \\ &= \bar{i}V_{\phi_x}(w, R) + \bar{j}V_{\phi_y}(w, R) + \bar{k}V_{\phi_z}(w, R); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\bar{k}'(w, R) = \frac{w}{V_\phi(w, R)} = \frac{w\bar{V}_\phi(w, R)}{|\bar{V}_\phi(w, R)|^2}. \quad (8)$$

Мнимая часть определяет вектор поглощения, [1/м]:

$$\begin{aligned} \bar{a}(w, R) &= \bar{k}''(w, R) = \bar{i}k''_x(w, R) + \bar{j}k''_y(w, R) + \bar{k}k''_z(w, R) = \\ &= \bar{i}a_x(w, R) + \bar{j}a_y(w, R) + \bar{k}a_z(w, R). \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим, что именно направленность излучения требует достаточно необычной трактовки понятия коэффициента поглощения как вектора. В неоднородной среде фазовая скорость и коэффициент поглощения являются функцией координат, то есть могут менять направление.

Сущность такого описания состоит в том, что среда может иметь разные свойства по направлениям в смысле скорости распространения и коэффициента поглощения.

При этом составляющие вектора (3) должны удовлетворять преобразованиям Гильберта:

$$\begin{aligned} \bar{k}'(w, R) &= -\frac{1}{p} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{k}''(u, R)}{u - w} du; \\ \bar{k}''(w, R) &= \frac{1}{p} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{k}'(u, R)}{u - w} du, \end{aligned} \quad (10)$$

определяющим принципиальную возможность существования непрерывного энергетического поля и однозначное соответствие между фазовой скоростью распространения и коэффициентом поглощения энергетической

волны в поглощающей среде, u – формальный параметр интегрирования. Отметим, что в частных случаях, например, для электромагнитных полей в пассивных средах выражения (10) приводят к известным формулам Крамерса-Кронига, определяющим взаимосвязи компонентов комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей сред [1, 6].

Для однородной среды:

$$\begin{aligned} \bar{k}(j\omega, R) &= \bar{k}(j\omega); \bar{V}_\Phi(w, R) = \bar{V}_\Phi(w); \\ \bar{a}(w, R) &= \bar{a}(w). \end{aligned} \quad (11)$$

Конкретные выражения для волнового вектора электромагнитных и акустических сигналов в различных средах приведены в работах [2, 4, 7 – 9].

Отметим, что в классической теории волновых процессов в непоглощающих однородных средах волновой вектор определяет число длин волн, уместающихся на единице длины [1/м]. В поглощающих средах волновой вектор также имеет размерность [1/м], однако здесь его физическая трактовка больше согласуется с комплексным коэффициентом поглощения пакета энергии, распространяющегося в среде, которая, по аналогии с электричеством, может быть активной, проявляющейся, например, в виде нагревания среды, и реактивной, определяемой электромагнитными или квантово-механическими процессами в зоне следования импульса.

На основании (10) можно предположить, что любая поглощающая (пассивная) среда имеет строго определенную пару составляющих волнового вектора $\{\bar{k}'(w, R), \bar{k}''(w, R)\}$, которая может служить основой для её идентификации. При этом координатные составляющие и частотные зависимости волнового вектора определяют многообразные возможности создания идентификационной базы сред и объектов. Отметим, что все среды, кроме вакуума, частотно зависимы по параметрам волнового вектора. Вакуум – это единственная среда, для которой $\bar{k}'(w, R) = Const, \bar{k}''(w, R) = 0$ при электромагнитных сигналах, и $\bar{k}'(w, R) = 0, \bar{k}''(w, R) = \infty$ при акустических сигналах, что не противоречит формулам (10).

В работе [6] на основе анализа работ [1,2] получено аналитическое выражение, моделирующее распространение импульса в однородной поглощающей среде, которое имеет вид:

$$\begin{aligned} \bar{p}(r, t) &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}(O, j\omega) e^{j[\omega t - \bar{k}(j\omega)\bar{r}]} d\omega = \\ &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, j\omega) e^{j[(t-t')\omega - \bar{k}(j\omega)\bar{r}]} dt' d\omega = \\ &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, t') e^{-j\bar{a}(w)\bar{r}} e^{j\omega \left[(t-t') - \frac{\bar{r}}{\bar{V}_\Phi(w)} \right]} dt' d\omega, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\bar{r} = \bar{i}(x-x_0) + \bar{j}(y-y_0) + \bar{k}(z-z_0)$ – радиус-вектор заданной точки пространства относительно точки излучения;

$$r = |\bar{r}| = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}; \quad (13)$$

$\bar{k}(j\omega)$ – трехмерный волновой вектор, параметры которого в указанных работах предполагались независимыми от пространственных координат;

$$\begin{aligned} \bar{k}(j\omega) \cdot \bar{r} &= (x-x_0)k_x(j\omega) + (y-y_0)k_y(j\omega) + \\ &+ (z-z_0)k_z(j\omega) - \end{aligned} \quad (14)$$

скалярное произведение волнового вектора на радиус-вектор заданной точки пространства; τ – формальный параметр интегрирования.

В однородной среде импульс не может изменить своего направления, поэтому $\bar{p}(O, t), \bar{k}(j\omega), \bar{V}_\Phi(w), \bar{a}(w), \bar{r}, \bar{p}(r, t)$ вектора коллинеарны, то есть совпадают по направлению.

Формулы (12) предполагают, что импульс может появиться только в той точке пространства, которая лежит на направлении распространения исходного импульса. Алгоритм, программа и примеры расчетов распространения электромагнитных и акустических импульсов, разработанные по формуле (12), приведены в работах [8-10].

Для неоднородной среды, в которой волновой вектор является функцией координат и задается формулой (3). Выражение (12), описывающее импульс в точке r пространства, отсчитываемого от точки излучения «O» примет вид:

$$\begin{aligned} \bar{p}(r, t) &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}(O, j\omega) e^{j[\omega t - \bar{k}(j\omega, R) \cdot \bar{r}]} d\omega = \\ &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, t) e^{j[(t-t')\omega - \bar{k}(j\omega, R) \cdot \bar{r}]} dt' d\omega. \end{aligned} \quad (15)$$

Тогда выражение (14) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{k}(j\omega, R) \cdot \bar{r} &= k_x(j\omega, R)(x - x_0) + k_y(j\omega, R) \cdot \\ &\cdot (y - y_0) + k_z(j\omega, R)(z - z_0) = \\ &= |\bar{k}(j\omega, R)| |\bar{r}| \cos \beta, \end{aligned} \quad (16)$$

где β – угол между векторами \bar{t} и $\bar{k}(j\omega, R)$.

Выражение (15) в явном и общем виде связывает параметры импульса, появившегося в заданной точке « r » пространства с параметрами импульса, запущенного в точке « O ». Оно определяет каждую координатную составляющую импульса в заданной точке пространства, в частности, для проекций на оси можно записать:

$$\begin{aligned} P_{x,(y),(z)}(r, t) &= \\ &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_{x,(y),(z)}(O, t) e^{j[(t-t')\omega - \bar{k}(j\omega, R) \cdot \bar{r}]} d\omega. \end{aligned} \quad (17)$$

С учетом (7)-(9) равенство (15) переписывается в виде:

$$\begin{aligned} \bar{p}(r, t) &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, t) e^{-\bar{k}(w, R) \cdot \bar{r}} e^{j[(t-t')\omega - \bar{k}(w, R) \cdot \bar{r}]} dt' d\omega = \\ &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, t) e^{-\bar{a}(w, R) \cdot \bar{r}} e^{j\omega \left[(t-t') - \frac{\bar{V}_\Phi(w, R) \cdot \bar{r}}{|\bar{V}_\Phi(w, R)|^2} \right]} dt' d\omega. \end{aligned} \quad (18)$$

Выражение (18) описывает в общем виде распространение импульса в неоднородных поглощающих средах с учетом направленности излучения. При этом (18) пригодно для описания распространения импульса не только в свободном пространстве, но и в волноводной системе, границы которой могут задаваться коэффициентом поглощения среды. Отметим, что параметры r и R связаны между собой через координаты x, y, z по формулам (4) и (16). Если зондирующий импульс находится в начале координат, то $r = R$. В неоднородной среде вектора фазовой скорости и поглощения могут менять направление по координатам [1], поэтому излученный импульс может появиться не только на прямой, определяемой вектором

излучения. Подробный алгоритм расчёта криволинейного движения импульса в стационарной неоднородной среде приведён в работе [14].

Рассмотрим распространение импульса в движущейся среде. Материальным носителем импульсного сигнала является среда, обладающая набором физических свойств, определяющих фазовую скорость и коэффициент поглощения для разных видов энергетических сигналов. Движение среды относительно неподвижного источника излучения, несомненно, повлияет на траекторию перемещения и на характеристики импульса в различных точках направленного распространения.

Действительно, с учетом (8) и (9) выражения (10) можно переписать в виде:

$$\frac{V_\Phi(\omega, R)}{|\bar{V}_\Phi(\omega, R)|^2} = \frac{1}{\pi\omega} \int_m^m \frac{\alpha(v, R)}{v - \omega} dv, \quad (19)$$

$$\alpha(\omega, R) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v V_\Phi(v, R)}{|\bar{V}_\Phi(v, R)|^2 (v - \omega)} dv. \quad (20)$$

Так как вектор скорости движения среды складывается с вектором фазовой скорости в точках траектории движения, то формируется результирующий вектор фазовой скорости распространения импульсного сигнала

$$V(w, R) = V_\Phi(w, R) + V_0, \quad (21)$$

что согласно преобразованиям Гильберта должно повлиять также на вектор поглощения.

Согласно (20) для коэффициента поглощения движущейся среды можно записать

$$\bar{\alpha}_v(\omega, R) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v [V_\Phi(v, R) - V_0]}{|\bar{V}_\Phi(v, R) - V_0|^2 (v - \omega)} dv. \quad (22)$$

В целом движение среды изменяет волновой вектор следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{k}'(w, R) &= \frac{w(\bar{V}_\Phi(w, R) + \bar{V}_0)}{|\bar{V}_\Phi(w, R) + \bar{V}_0|^2}; \\ \bar{k}''(w, R) &= \bar{a}_v(w, R); \end{aligned} \quad (23)$$

$$\bar{k}(j\omega, R) = \bar{k}'(w, R) - j\bar{k}''(w, R) = \frac{w(\bar{V}_\Phi(w, R) + \bar{V}_0)}{|\bar{V}_\Phi(w, R) + \bar{V}_0|^2} - j\bar{a}_v(w, R), \quad (24)$$

где $\bar{a}_v(w, R)$ определяется по формуле (20).

Проверим выражение (20) путем следующих заключений.

Если среда однородна, а фазовая скорость равна скорости движения среды, не зависит от частоты и направлена в противоположную сторону, то есть при $\overline{V}_\phi(w, R) = \overline{V}_\phi = -\overline{V}_0$, коэффициент поглощения $\overline{a}_v(w, R) = \infty$.

Это полностью соответствует физическому смыслу, так как скорость распространения импульса полностью компенсируется встречным движением среды, что эквивалентно бесконечно большому коэффициенту поглощения в выбранном направлении.

С учетом (23), (24) выражение, описывающее процесс распространения импульса в движущейся среде, примет вид:

$$\overline{p}(r, t) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{p}(O, t) e^{-\overline{a}_v(w, R) \overline{r}} e^{j\overline{w}(t-t) \frac{[\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0] \overline{r}}{|\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0|^2}} dt dw, \quad (25)$$

где $\overline{a}_v(w, R)$ определяется по формуле (20).

Для координатных составляющих вектора (25) можно записать

$$p_{x(y)(z)}(r, t) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_{x(y)(z)}(O, t) e^{-\overline{a}_v(w, R) \overline{r}} e^{j\overline{w}(t-t) \frac{[\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0] \overline{r}}{|\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0|^2}} dt dw \quad (26)$$

В однородной среде вектора $\overline{a}_v(w, R) = \overline{a}_v(w), \overline{V}_\phi(w, R) = \overline{V}_\phi(w)$.

В отличие от неподвижных сред, вектор поглощения (22), так же, как и результирующий вектор фазовой скорости (21), не будет коллинеарен с векторами $\overline{p}(O, t), \overline{r}, \overline{p}(r, t)$. Поэтому форма записи для определения характеристик импульсов в отличие от (12) не упрощается и сохранит вид (27):

$$\overline{p}(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{p}(O, \tau) e^{-\overline{a}_v(w, R) \overline{r}} e^{j\overline{w}(t-\tau) \frac{[\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0] \overline{r}}{|\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0|^2}} d\tau dw \quad (27)$$

Если вектора $\overline{V}_\phi(w), \overline{V}_0$ коллинеарны, то они будут коллинеарны с вектором $\overline{a}_v(w)$ и выражение (27) примет вид:

$$\overline{p}(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{p}(O, \tau) e^{-\overline{a}_v(w, R) \overline{r}} e^{j\overline{w}(t-\tau) \frac{[\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0] \overline{r}}{|\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0|^2}} d\tau dw \quad (28)$$

Рассмотрим более подробно простейший одномерный случай, когда

$\overline{p}(O, t) = \overline{i} p_x(O, t) = p(O, t)$ и вектора фазовой скорости. В этом случае выражение (28) примет вид:

$$p(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(O, \tau) e^{-\overline{a}_v(w, R) \overline{r}} e^{j\overline{w}(t-\tau) \frac{[\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0] \overline{r}}{|\overline{V}_\phi(w, R) + \overline{V}_0|^2}} d\tau dw, \quad (29)$$

где коэффициент поглощения определяется по формуле:

$$\overline{a}_v(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{v}{[V_\phi(v) + V_0](v - \omega)} dv, \quad (30)$$

Если фазовая скорость не зависит от частоты $V_\phi(w) = V_\phi$ то выражение (30) примет вид:

$$\overline{a}_v(w) = \frac{1}{p(V_\phi + V_0)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u}{(u - w)} du = 0, \quad (31)$$

что полностью соответствует действительности, так как единственная среда, в которой фазовая скорость не зависит от частоты, это вакуум. Коэффициент поглощения электромагнитных сигналов в вакууме равен нулю. Акустические сигналы в вакууме принципиально не могут распространяться. Для них фазовая скорость равна нулю, коэффициент затухания равен бесконечности.

Алгоритм расчета распространения импульсов в неоднородных движущихся средах, в которых направление движения импульса отлично от прямолинейного, полностью совпадает с алгоритмом, в котором основные формулы вычислений будут иметь рассмотренные выше поправки на движение среды.

Разработанное математическое описание процесса распространения импульса в движущейся среде не может быть распространено на случай, когда источник импульсов движется относительно неподвижной среды, так как в этом случае меняются координаты точки излучения.

Сигнал, вычисленный по формулам (12), (15), (18), (25) – (29), в общем случае является комплексным:

$$\overline{p}(r, t) = \text{Re}(r, t) + j \text{Im}(r, t). \quad (32)$$

Как указано в [1,2], физический смысл следует придавать действительной части выражения (32). Однако при анализе энергетических характеристик импульса не следует отказываться от мнимой составляю-

шей выражения (32), так как мнимая его часть позволяет по специально разработанным алгоритмам [3] наиболее точно определить время прибытия импульса в контролируемую точку и его длительность, что чрезвычайно важно для импульсов сложной формы, каковыми они становятся после прохождения среды. Прошедший через среду импульс, изменяет свою форму, скорость и в точке приема несет в себе информацию о свойствах среды или об объекте. При этом важно знать амплитудный спектр принятого импульса, который определяется как прямое преобразование Фурье:

$$\bar{S}(r, jw) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(r, t) e^{-jw t} dt = \bar{i}S_x(r, jw) + \bar{j}S_y(r, jw) + \bar{k}S_z(r, jw). \quad (33)$$

Следует отметить, что, как правило, все приемники импульсных сигналов являются координатно-ориентированными, поэтому важно вычислять координатные составляющие прошедшего через среду импульса и соответствующие им амплитудные спектры $S_x(r, jw)$, $S_y(r, jw)$, $S_z(r, jw)$.

Об энергии импульса. Полная энергия W одномерного импульса $p(t)$ согласно равенства Парсевалья определяется по формуле [11]:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} p^2(t) dt = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} |S_p(jw)|^2 dw = \frac{1}{p} \int_0^{\infty} |S_p(jw)|^2(w) dw. \quad (34)$$

Здесь функция $p(t)$ определяет изменение амплитуды сигнала во времени. Для электрического импульса это может быть ток в [А] или напряжение [В], для электромагнитных импульсов – это составляющие электромагнитного поля - электрическая E [В/м] и магнитная H [А/м], для акустического поля – избыточное давление [Па]. Поэтому выражение (34) следует понимать не как энергию в Джоулях, а как величину, пропорциональную полной энергии, что отмечено в [11]. Чтобы получить энергию в Джоулях, доставленную импульсом в заданную точку, необходимо величину, вычисленную по формуле (38) умножить на параметр, характеризующий свойства среды для конкретного вида импульсного сигнала.

Пределы интегрирования в (34) можно ограничить интервалом $[t_1, t_2]$ реального существования излучающего импульса. Тогда

для векторных сигналов, определенных как (1), (2) выражение для полной энергии излученного в точке O и пришедшего в точку M определяются по формулам:

$$W(O) = \int_{t_{O1}}^{t_{O2}} |\bar{p}(O, t)|^2 dt = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} |\bar{S}(O, jw)|^2 dw; \quad (35)$$

$$W(r) = \int_{t_{M1}}^{t_{M2}} |\bar{p}(r, t)|^2 dt = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} |\bar{S}(r, jw)|^2 dw, \quad (36)$$

$t_{O2} - t_{O1} = \Delta t_0$, $t_{M2} - t_{M1} = \Delta t_M$ – интервалы времени реального существования импульсов в точках O и M , соответственно.

Пришедший в заданную точку импульс и соответствующая ему спектральная плотность являются комплексными и векторными величинами:

$$\begin{aligned} \bar{p}(r, t) &= \bar{C}(r, t) + j\bar{D}(r, t) = \\ &= \bar{i}C_x(r, t) + \bar{j}C_y(r, t) + \bar{k}C_z(r, t) + \\ &+ j[\bar{i}D_x(r, t) + \bar{j}D_y(r, t) + \bar{k}D_z(r, t)]; \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \bar{S}(r, jw) &= \bar{A}(r, w) + \bar{j}B(r, w) = \\ &= \bar{i}A_x(r, w) + \bar{k}A_z(r, w) + \\ &+ j[\bar{i}B_x(r, w) + \bar{j}B_y(r, w) + \bar{k}B_z(r, w)] \end{aligned} \quad (38)$$

Отношение энергий излученного и пришедшего в контролируемую точку импульсов определит суммарное затухание сигнала в заданном направлении. Разность энергий в различных точках движения импульса определяет работу, которую совершил сигнал на линии распространения. Это важно знать при импульсной модификации сред и объектов.

Как известно [1, 2, 5], энергия импульса распространяется не с фазовой, а с групповой скоростью.

Вектор групповой скорости согласно (7) – (9) через фазовую скорость и поглощение определится по формуле:

$$\begin{aligned} \bar{V}_{gp}(jw, R) &= 1 / \frac{\partial k(jw, R)}{\partial w} = \\ &= A(w, R) [\bar{B}(w, R) - j\bar{C}(w, R)], \end{aligned} \quad (39)$$

$$\text{где } A(w, R) = \frac{|\bar{V}_\phi(w, R)|}{|\bar{B}(w, R)|^2 + |\bar{C}(w, R)|^2};$$

$$\bar{B}(w, R) = \bar{V}_\phi(w, R) - w\bar{V}'_\phi(w, R);$$

$$\bar{C}(w, R) = \bar{a}'(w, R) \left| \bar{V}_\Phi(w, R) \right|^2.$$

Как видно из (39), групповая скорость распространения импульса есть комплексная величина, мнимая часть которой пропорциональна производной по частоте от вектора поглощения. Отметим, что для частотно независимых непоглощающих сред, которым является только вакуум, из (39) следует, что $\bar{V}_{gp}(w, R) = \bar{V}_\Phi(w, R)$.

Во всех остальных случаях групповая скорость для пассивных сред всегда меньше фазовой.

Если движение импульса рассматривать не как распространение фазовых состояний, а как распространение энергии, то в выражении (18) и в других, вытекающих из него соотношений, вместо фазовой скорости следует подставлять групповую скорость (39).

$$\begin{aligned} \bar{p}(r, t) &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, t) e^{-\bar{a}(w, R)r} e^{jw \left[(t-t) - \frac{\bar{V}_{gp}(w, R)r}{|\bar{V}_{gp}(w, R)|^2} \right]} dt dw, = \\ &= \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(O, t) e^{-[\bar{a}(w, R) + w \frac{\bar{C}(w, R)}{D(w, R)}]r} e^{jw \left[(t-t) - \frac{\bar{B}(w, R)r}{D(w, R)} \right]} dt dw \end{aligned}$$

(40)

где

$$D(w, R) = A(w, R) \left| \bar{B}(w, R) + j\bar{C}(w, R) \right|^2.$$

Это приведет к увеличению амплитудного затухания импульса, так как возрастает показатель первой экспоненты, определяющей затухание сигнала. Известно [1, 2, 12], что импульс есть сгусток энергии, которому можно придать эквивалентную массу. Групповая скорость позволяет это сделать в соответствии с классической формулой энергии движущегося тела:

$$m(w, r) = \frac{W(r)}{\left| \bar{V}_{gp}(w, r) \right|^2}. \quad (41)$$

Из (41) видно, что эквивалентная масса движущегося в неоднородной среде импульса является функцией координат и частоты. Зависимость массы от частоты, казалось бы, исключает механическую трактовку импульса, как сгустка энергии,

что указано в [2]. Однако ничто не мешает трактовать выражение (41) как распределение массы по частотным составляющим импульса, что тем более уместно, если импульс представляет собой пачку, модулированную несущей частотой ω_0 , на которой переносится максимум его энергии. Таким образом, движение импульса в среде теоретически можно представить как движение тела переменной массы с переменной скоростью. Возможно это пригодится при последующих исследованиях распространения импульсов. Как известно [12], электродинамическая теория Максвелла родилась на основе механической модели поля.

Приведенные выражения, определяющие в общем виде форму и местоположение зондирующего импульса, прошедшего через среду, являются математической основой для исследования сред и объектов методом импульсного зондирования. Задавая параметры среды в виде волнового вектора, определяющего коэффициент поглощения и фазовую скорость распространения, с учетом направления излучающего импульса, можно численно моделировать прохождение импульса в пространстве или объекте, наблюдать искажение его формы, определять место и время прибытия в какую-либо точку пространства. Разработанная математическая модель движения импульса в подвижной среде позволяет более точно, чем известными методами, описывать поведение и траекторию движения сигнала в различных ситуациях, в том числе в радиолокации, акустической локации, при исследовании космического пространства. Модель может применяться в приборостроении при исследовании и контроле движущихся сред, в частности в расходомерии жидких и газообразных сред, при контроле показателей качества нефтепродуктов. Дает математическую основу для описания процедуры диагностики, а также импульсной селективной модификации сред и объектов [13].

Библиографический список

1. Гинзбург, В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме [Текст]/ В.Л. Гинзбург. - М.: Наука, 1967. - 684 с.

2. Вайнштейн, Л.А. Распространение импульсов [Текст]/ Л.А. Ванштейн // Успехи физических наук. - 1976. - Т. 118. - Вып. 2. - С. 339-369.
3. Глебович, Г.В. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов [Текст]/ Г.В. Глебович, А.В. Андриянов, Ю.В. Введенский. - М.: Радио и связь, 1984. - 256 с.
4. Бреховских, Л.М. Волны в слоистых средах [Текст]/ Л.М. Бреховских. - М.: Наука, 1973. - 344 с.
5. Никольский, В.В. Электродинамика и распространение радиоволн [Текст]/ В. В. Никольский. - М.: Наука, 1978. - 444 с.
6. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика [Текст]/ Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // Том VIII. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1982. - 624 с.
7. Красильников, В.А. Введение в физическую акустику [Текст]/ В.А. Красильников, В.В. Крылов. - М.: Наука, 1984. - 428 с.
8. Скворцов, Б.В. Математическое моделирование распространения направленных импульсных сигналов в поглощающих средах [Текст]/ Б.В. Скворцов, М.И. Голикова, Д.А. Скотников // Авиакосмическое приборостроение. - 2010. - №12. - С. 28-32.
9. Скворцов, Б.В. Математическое моделирование и расчет распространения направленных импульсов в однородных средах [Текст]/ Б.В. Скворцов, И.А. Лезин, А.В. Солнцева// Изв. СНЦ РАН. - 2011. - Т. 13. - №6. - С. 41-47.
10. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №2012610460. Программа моделирования распространения электромагнитных и акустических импульсов в поглощающих средах [Текст]/ Б.В. Скворцов, И.А. Лезин, И.В. Лезина, Д.Б. Скворцов.
11. Гоноровский, И.С., Радиотехнические цепи и сигналы [Текст]/ И.С. Гоноровский. - М.: Радио и связь. 1986 г. - 512 с.
12. Фейнман, Р. Фейнмановские лекции по физике [Текст] / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс // Том 6. Электродинамика. - М.: Мир. - 348 с.
13. Скворцов, Б.В. Постановка задачи импульсной селективной модификации среды [Текст]/ Б.В. Скворцов, М.И. Голикова, Д.А. Скотников // Известия Самарского научного центра РАН. - 2011. - Т. 13, №4, С. 117-119.
14. Скворцов, Б.В. Математическое моделирование и расчет распространения направленных импульсов в неоднородных поглощающих средах [Текст] / Б.В. Скворцов, Д.Б. Скворцов, А.Н. Малышева-Стройкова // Вестник Самарского государственного технического университета. Серия «Технические науки». - 2012. Т. 1(33). - С. 66-73.

THEORETICAL BASIS OF DIRECTED ENERGY TRANSMISSION PULSES IN STATIONARY AND MOVING MEDIA

©2012 B. V. Skvortsov, D. B. Skvortsov, A. N. Malysheva – Strojko

Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov
(National Research University)

The work is described mathematically by an energy field created by emitting a pulse as it propagates in an inhomogeneous absorbing medium. We give a three-dimensional mathematical description of the algorithm and the propagation of pulse signals sent in inhomogeneous absorbing stationary and moving media. Determined by the pulse energy and the group velocity. Changing the amplitude and spectral composition of the pulse passing through the medium under investigation provides diagnostic information about the environment.

The directional momentum of the wave vector, inhomogeneous medium, the absorption coefficient, the phase velocity, the mathematical description of the algorithm calculating the energy.

Информация об авторах

Скворцов Борис Владимирович, доктор технических наук, профессор кафедры электротехники, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва. E-mail: aps@ssau.ru. Область научных интересов: распространение электромагнитных волн в различных средах.

Скворцов Дмитрий Борисович, аспирант, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва. E-mail: aps@ssau.ru. Область научных интересов: распространение электромагнитных волн в различных средах.

Малышева-Стройкова Александра Николаевна, аспирант, Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва. E-mail: aps@ssau.ru. Область научных интересов: распространение электромагнитных волн в различных средах.

Boris Skvortsov Vladimirovich, doctor of technical sciences, professor of electrical engineering, Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov. E-mail: aps@ssau.ru. Area of scientific: the propagation of electromagnetic waves in a variety of environments.

Skvortsov Dmitry Borisovich, post-graduate student, Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov. E-mail: aps@ssau.ru. Area of scientific: the propagation of electromagnetic waves in a variety of environments.

Malysheva-Stroykova Alexandra Nikolaevna, post-graduate student, Samara State Aerospace University named after academician S. P. Korolyov. E-mail: aps@ssau.ru. Area of scientific: the propagation of electromagnetic waves in a variety of environments.