

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.4.8>

УДК: 537.876.22

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ П-ОБРАЗНОГО РАДИОИМПУЛЬСА В СЕЛЕКТИВНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

А.В. Куликова, Н.С. Бухман

Самарский государственный технический университет  
443100, Самара, ул. Молодогвардейская, д.244

Статья поступила в редакцию 22 марта 2023 г.

**Аннотация.** Получены общие соотношения, которым подчиняется эволюция короткого сигнала, распространяющегося в селективно поглощающей среде. Рассмотрено распространение импульса с прямоугольной огибающей, несущая частота которого близка к частоте одной из спектральных линий поглощения среды. Показано, что в случае сдвига несущей частоты сигнала относительно центра спектральной линии интерференция и первичного сигнала отклика способна приводить к значительным осцилляциям суммарного сигнала во времени, причем амплитуда этих осцилляций снижается с ростом частоты сдвига.

**Ключевые слова:** селективно поглощающая среда, сигнал, передний фронт, искажение, разрыв, распространение радиоволн, распространение электромагнитных волн.

**Автор для переписки:** Куликова Анастасия Владиславовна,  
[kulikova20102010@mail.ru](mailto:kulikova20102010@mail.ru)

### Введение

Рассмотрим распространение сигнала  $E(z, t)$  с частотой несущей  $\omega_0$  и комплексной огибающей  $A(z, t)$  вдоль оси  $z$ . Предполагая, что сигнал является

узкополосным (ширина спектра сигнала мала в сравнении с частотой несущей  $\omega_0$ ), имеем для временных и спектральных характеристик сигнала соотношения [1]:

$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega,$$

$$E(z, \omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} E(z, t) \exp(i\omega t) dt,$$

$$E(z, t) = A(z, t) \exp(-i\omega_0 t) + A^*(z, t) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

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

$$A(z, \Omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t) \exp(i\Omega t) dt,$$

$$A(z, \Omega) \approx E(z, \omega), \omega = \omega_0 + \Omega.$$

Здесь  $E(z, t)$  и  $E(z, \omega)$  – высокочастотный сигнал и его высокочастотный спектр (сосредоточенный вблизи частоты несущей  $\omega_0$ ),  $A(z, t)$  и  $A(z, \Omega)$  – низкочастотная комплексная огибающая и ее низкочастотный спектр. Зависимость всех перечисленных функций от  $z$  связана с деформацией сигнала при его распространении в среде.

Пусть сигнал распространяется в газе с показателем преломления:

$$n(\omega) = 1 + 2\pi\chi(\omega) \quad (2)$$

где  $\chi(\omega)$  – комплексная диэлектрическая восприимчивость вещества.

Тогда для комплексной передаточной функции слоя вещества толщиной  $z$  имеем:

$$F(z, \omega) = \exp(ikn(\omega)z), \quad (3)$$

где  $k = \omega / c$ .

Введя коэффициент ослабления света по амплитуде на частоте несущей:

$$\alpha_0 \equiv -2\pi k_0 \chi(\omega_0), k_0 \equiv \omega_0 / c \quad (4)$$

и нормированный на 1 в центре спектральной линии комплексный форм-фактор спектральной линии [2]  $g(\Omega)$ :

$$g(\Omega) \equiv 2\pi i k \alpha_0^{-1} \chi(\omega_0 + \Omega), \quad (5)$$

нетрудно представить передаточную функцию слоя в виде:

$$F(z, \omega) = \exp(ikz) \exp(-\xi g(\Omega)), \quad (6)$$

где

$$\xi \equiv \alpha_0 z - \text{оптическая толщина слоя вещества.} \quad (7)$$

Нетрудно заметить, что вещественная (мнимая) часть комплексного форм-фактора спектральной линии  $g(\Omega) = g'(\Omega) + ig''(\Omega)$  определяется мнимой (вещественной) частью диэлектрической восприимчивости вещества и характеризует дисперсию показателя поглощения (преломления) вещества вблизи спектральной линии.

Поэтому вполне естественно, что вещественная и мнимая часть комплексного форм-фактора спектральной линии связаны друг с другом соотношениями Крамерса–Кронига [1], которые могут быть записаны в виде [2]:

$$\pi g''(\Omega) = - \int_{-\infty}^{+\infty} d\Omega_1 \frac{g'(\Omega_1)}{\Omega_1 - \Omega}, \quad \pi g'(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\Omega_1 \frac{g''(\Omega_1)}{\Omega_1 - \Omega}, \quad (8)$$

или

$$\begin{aligned} \pi g''(\Omega) &= - \int_0^{+\infty} (dx/x) [g'(\Omega + x) - g'(\Omega - x)], \\ \pi g'(\Omega) &= \int_0^{+\infty} (dx/x) [g''(\Omega + x) - g''(\Omega - x)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Соотношения (8) или (9) позволяют по вещественной части форм-фактора линии (то есть по контуру поглощения спектральной линии) определить ее мнимую часть, то есть изменение показателя преломления газа на частотах вблизи спектральной линии, обусловленное поглощением излучения вблизи спектральной линии.

Применим соотношения (8), (9) для двух типичных форм-факторов спектральных линии [3] – лоренцева (L), когда профиль линии определяется радиационным или столкновительным уширением и гауссова (G), когда профиль линии определяется ее доплеровским уширением.

Для вещественной части форм-фактора линии в этих случаях имеем (см. [2,3]):

$$\begin{aligned} g'_L(\Omega) &= [1 + (2\Omega/\Delta\Omega_L)^2]^{-1}, \\ g'_G(\Omega) &= \exp[-\ln(2)(2\Omega/\Delta\Omega_G)^2] = 2^{-(2\Omega/\Delta\Omega_G)^2} \end{aligned} \quad (10)$$

где параметры  $\Delta\Omega_L$  и  $\Delta\Omega_G$  – полные ширины вещественной части форм-факторов линий ( $g'_L, g'_G$ ) на уровне 1/2 от максимума.

С использованием соотношений (8), (9) для мнимой части форм-факторов линий нетрудно получить [2]:

$$\begin{aligned} g''_L(\Omega) &= (2\Omega/\Delta\Omega_L) [1 + (2\Omega/\Delta\Omega_L)^2]^{-1}, \\ g''_G(\Omega) &= (2\pi^{-1/2}) F(\sqrt{\ln(2)} 2\Omega/\Delta\Omega_G). \end{aligned} \quad (11)$$

а для комплексных форм-факторов линий:

$$\begin{aligned} g_L(\Omega) &= [1 - i(2\Omega/\Delta\Omega_L)]^{-1}, \\ g_G(\Omega) &= \exp(-\ln(2)(2\Omega/\Delta\Omega_G)^2) + \\ &+ i(2\pi^{-1/2}) F(\sqrt{\ln(2)} 2\Omega/\Delta\Omega_G). \end{aligned} \quad (12)$$

Использованная в (11) и (12) функция

$$F(x) \equiv \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt \quad (13)$$

табулирована и называется интегралом Досона [4].

На рис.1 приведены графики вещественной и мнимой части комплексных форм-факторов спектральной линии в случае лоренцева и гауссова контуров спектральной линии. На этом рисунке по оси абсцисс отложена нормированная частота  $x = 2\Omega/\Omega_{L,G}$ , сплошной линией обозначены вещественные части форм-факторов линий, а пунктиром – мнимые. Красная линия соответствует гауссову профилю линии, черная – лоренцеву. Видно, что при одинаковой ширине спектральных линий на уровне 1/2 вещественные части форм-факторов линий совпадают (как и должно быть по определению).

При малых значениях параметра  $x$ , то есть вблизи центра спектральной линии, происходит почти точное совпадение мнимых частей форм-факторов

линий. Из рис. 1 видно, что при одинаковой ширине спектральных линий площадь под лоренцевой кривой больше, чем площадь под гауссовой, поэтому (см. [2,5]) вдали от линии мнимая часть форм-фактора (то есть отличие вещественной части отклонения показателя преломления среды от 1) для лоренцева форм-фактора больше, чем для доплера.

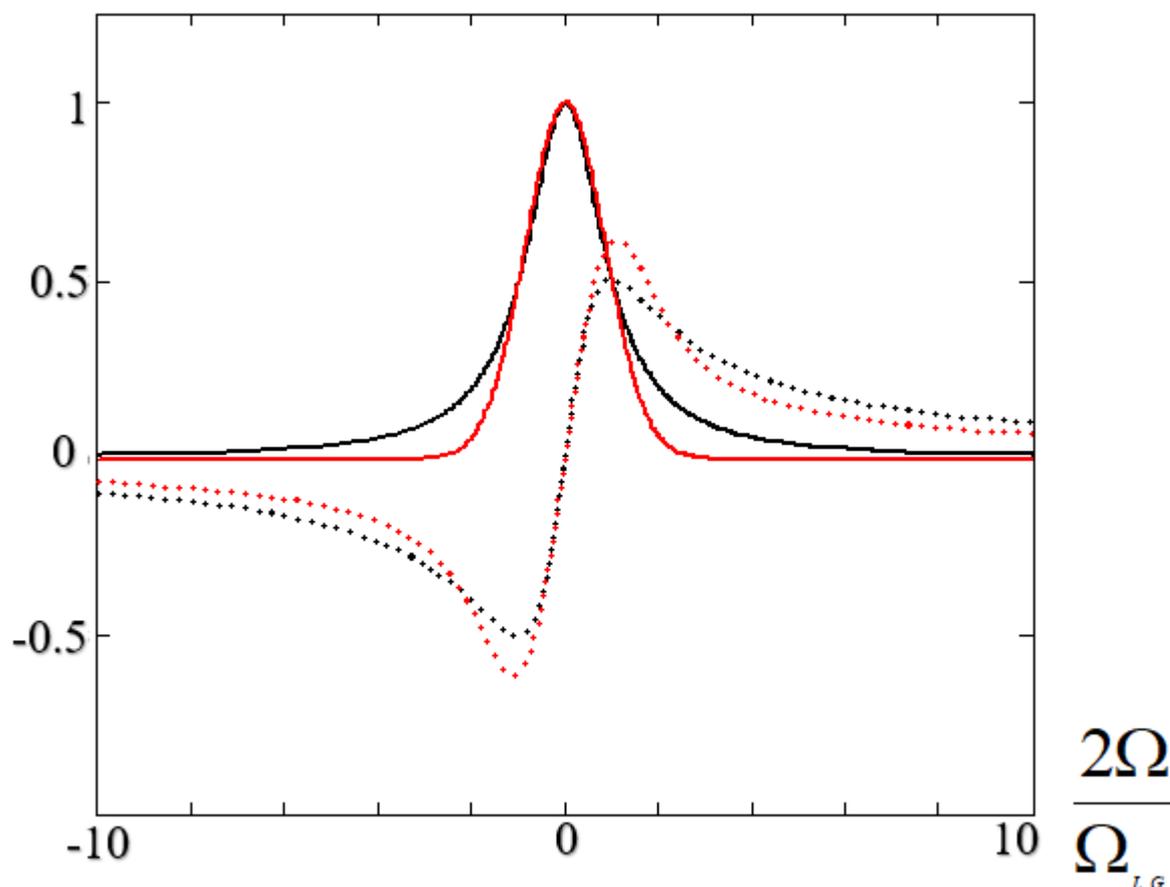


Рис. 1. Зависимость вещественной и мнимой части форм-фактора спектральной линии от безразмерной частоты  $x = 2\Omega/\Omega_{L,G}$  для лоренцева и гауссова форм-фактора

Для учета высокочастотной составляющей спектра сигнала разложим функцию  $g(\Omega)$  в ряд по параметру  $\Omega$  в окрестности бесконечности (то есть по параметру  $1/\Omega$  в окрестности 0). Запишем соответствующее разложение в виде

$$g(\Omega) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(ix)^n}{n!} \gamma_n,$$

$$x \equiv (2\Omega / \Delta\Omega_{1/2})^{-1}, \quad (14)$$

$$\gamma_n \equiv (-i)^n \left. \frac{d^n g}{dx^n} \right|_{x=0}.$$

где  $\Delta\Omega_{1/2}$  – ширина спектральной линии  $g(\Omega)$  на уровне  $1/2$  от максимума,  $x$  – безразмерная обратная частота, (бесконечный) набор структурных коэффициентов  $\{\gamma_n\}$  может рассматриваться как альтернативный (по отношению к прямому заданию форм-фактора линии  $g(\Omega)$ ) способ задания профиля спектральной линии.

В случае лоренцева (L) (столкновительное или радиационное уширение линии) и гауссова (G) (доплеровское уширение) контуров спектральной линии имеем соответственно:

$$\begin{aligned} \gamma_1^{(L)} &= 1, \\ \gamma_2^{(L)} &= -2, \\ \gamma_3^{(L)} &= 6, \\ \gamma_4^{(L)} &= -24 \\ \gamma_1^{(G)} &= 1 / \sqrt{\pi \ln(2)} \approx 0,678, \\ \gamma_2^{(G)} &= 0, \\ \gamma_3^{(G)} &= -3 / (\ln(2) \sqrt{\pi \ln(2)}) \approx -2,933, \\ \gamma_4^{(G)} &= 0, \end{aligned} \quad (15)$$

Обращение в 0 четных коэффициентов разложения для гауссова форм-фактора линии связано с экспоненциально быстрым затуханием мнимой части показателя преломления (или, что то же самое, вещественной части комплексного форм-фактора линии) по мере удаления от центральной частоты линии. Учет нескольких первых членов ряда (в расчетах мы везде используем четыре члена ряда) в (14) позволяет получить хорошую точность для коротких

сигналов, то есть на интервале времени порядка  $\tau_l$ , считая от фронта первичного сигнала.

Передаточную функцию слоя (6) можно представить в виде произведения

$$F(z, \omega) = F^{(v)}(z, \omega)[1 + F^{(f)}(\xi, \Omega)], \quad (16)$$

где

$$F^{(v)}(z, \omega) \equiv \exp(ikz) \quad (17)$$

– передаточная функция слоя вакуума,

$$F^{(f)}(\xi, \Omega) \equiv \exp(-\xi g(\Omega)) - 1 \quad (18)$$

– дополнительная (связанная со спектральной линией) передаточная функция слоя вещества.

Теперь ясно, что распространяющийся в селективно поглощающей среде сигнал можно рассматривать как суперпозицию двух сигналов, являющихся результатом фильтрации исходного сигнала через два различных фильтра – фильтр  $F^{(v)}$ , который является обычной линией задержки, и фильтр  $F^{(f)}$ , который во временном представлении можно рассматривать как некоторый интегральный ряд (см. ниже).

С учетом (14) разложение функции (16) в ряд по частоте  $\Omega$  в окрестности бесконечности имеет вид:

$$F^{(f)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{n!} \left( \frac{i}{\tau_l \Omega} \right)^n, \quad (19)$$

$$\tau_l \equiv 2 / \Delta\Omega_{1/2}.$$

где  $\tau_l$  – время когерентности излучения спектральной линии.

Первые 4 функции  $\alpha_i(\xi)$  определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \alpha_1(\xi) &= -\gamma_1 \xi, \\ \alpha_2(\xi) &= -\gamma_2 \xi + \gamma_1^2 \xi^2, \\ \alpha_3(\xi) &= -\gamma_3 \xi + 3\gamma_1 \gamma_2 \xi^2 - \gamma_1^3 \xi^3, \\ \alpha_4(\xi) &= -\gamma_4 \xi + (4\gamma_1 \gamma_3 + 3\gamma_2^2) \xi^2 - 6\gamma_1^2 \gamma_2 \xi^3 + \gamma_1^4 \xi^4. \end{aligned} \quad (20)$$

Эволюция спектра огибающей сигнала по мере его распространения описывается уравнением

$$\begin{aligned} A(z, \Omega) &= A(0, \Omega)F(z, \omega_0 + \Omega) = \\ &= A^{(p)}(z, \Omega) + A^{(r)}(z, \Omega), \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} A^{(p)}(z, \Omega) &= A(0, \Omega)F^{(v)}(z, \Omega), \\ A^{(r)}(z, \Omega) &= A(0, \Omega)F^{(v)}(z, \Omega)F^{(f)}(z, \Omega) \end{aligned} \quad (22)$$

– огибающие двух компонент сигнала, прошедших через разные фильтры и потому существенно отличающихся по своим характеристикам. Первая компонента ( $A^{(p)}$ ) соответствует просто задержанному во времени исходному сигналу и далее будет именоваться первичным сигналом, а вторая компонента ( $A^{(r)}$ ) соответствует сигналу, который можно рассматривать как отклик среды на первичный сигнал. Далее эту часть сигнала будем именовать сигналом отклика.

Пусть в начальной точке  $z = 0$  временная зависимость сигнала характеризуется функцией  $A^{(0)}(t) \equiv A(0, t)$ . Тогда из (17), (22) видно, что первичный сигнал совпадает с исходным сигналом, сдвинутым во времени на вакуумное время задержки и набравшим вакуумную фазу:

$$\begin{aligned} A^{(p)}(z, t) &= A^{(0)}(t_s) \exp(ik_0 z), \\ t_s(z, t) &\equiv t - \tau_v(z), \\ \tau_v(z) &\equiv z / c \end{aligned} \quad (23)$$

В (23)  $\tau_v(z)$  – зависящее от точки наблюдения  $z$  вакуумное время задержки сигнала, а  $t_s(z, t)$  – сдвинутое (на вакуумное время задержки) время. Использование «сдвинутого времени»  $t_s(z, t)$  вместо истинного  $t$  позволяет исключить из рассмотрения вакуумную задержку сигнала, различную в разных точках пространства  $z$ .

Для сигнала отклика с учетом (17), (19) и (22) нетрудно получить:

$$A^{(r)}(\xi, t) = \exp(ik_0 z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{n! \tau_l^n} A_n^{(r)}(t_s), \quad (24)$$

$$A_n^{(r)}(t) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} A^{(0)}(\Omega) \exp(-i\Omega t) (-i\Omega)^{-n} d\Omega.$$

С учетом известных свойств преобразования Фурье и [6], выражение для  $A_n^{(r)}(t)$  нетрудно переписать в виде:

$$\begin{aligned} A_0^{(r)}(t) &= A^{(r)}(t), \\ A_n^{(r)}(t) &= \underbrace{\int_{-\infty}^t dt \int_{-\infty}^t dt \dots \int_{-\infty}^t dt}_{n \text{ раз}} A^{(0)}(t) = \\ &= (1/(n-1)!) \int_{-\infty}^t (t-t_1)^{n-1} A^{(0)}(t_1) dt_1. \end{aligned} \quad (25)$$

Тогда окончательную формулу для сигнала можно записать в виде:

$$\begin{aligned} A(z, t) &= A^{(p)}(z, t) + A^{(r)}(\xi, t), \\ A^{(p)}(z, t) &= A^{(0)}(t_s) \exp(ik_0 z), \\ A^{(r)}(\xi, t) &= \exp(ik_0 z) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{n!(n-1)! \tau_l^n} \int_{-\infty}^{t_s} (t_s - t_1)^{n-1} A^{(0)}(t_1) dt_1, \quad (26) \\ t_s(z, t) &= t - \tau_v(z), \\ \tau_v(z) &= z/c. \end{aligned}$$

Здесь  $z$  – протяженность трассы,  $A^{(0)}(t) \equiv A(0, t)$  – огибающая в стартовой точке  $z = 0$ ,  $k_0 = \omega_0 / c$ ,  $\alpha_0$  – коэффициент поглощения (по амплитуде) в центре спектральной линии, функции  $\alpha_i(\xi)$  определяются соотношениями (20).

В данной работе мы применим эти общие соотношения для анализа распространения сигнала с прямоугольной огибающей в селективно-поглощающей среде.

## 1. Распространение прямоугольного импульса, несущая частота которого совпадает с центральной частотой спектральной линии

Рассмотрим распространение П-образного радиоимпульса, несущая частота которого совпадает с центральной частотой спектральной линии. Пусть временная зависимость сигнала в начальной точке  $z = 0$  имеет вид прямоугольного импульса единичной амплитуды и длительности  $T_1$ , то есть

$$A^{(0)}(t) = \begin{cases} 1, t \in [0, T_1], \\ 0, t \notin [0, T_1]. \end{cases} \quad (27)$$

Тогда ряд (26) можно переписать в виде ( $\eta(x)$  – функция Хэвисайда)

$$A^{(r)}(\xi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n(\xi)}{(n!)^2} \left[ \left( \frac{t_s}{\tau_l} \right)^n \eta\left( \frac{t_s}{\tau_l} \right) - \left( \frac{t_s - T_1}{\tau_l} \right)^n \eta\left( \frac{t_s - T_1}{\tau_l} \right) \right]. \quad (28)$$

Результаты расчетов, проведенных с использованием формулы (28) при значении параметра  $T_1 = 0,5\tau_l$ , приведены на рис. 2 для лоренцева форм-фактора и на рис. 3 для гауссова форм-фактора спектральной линии.

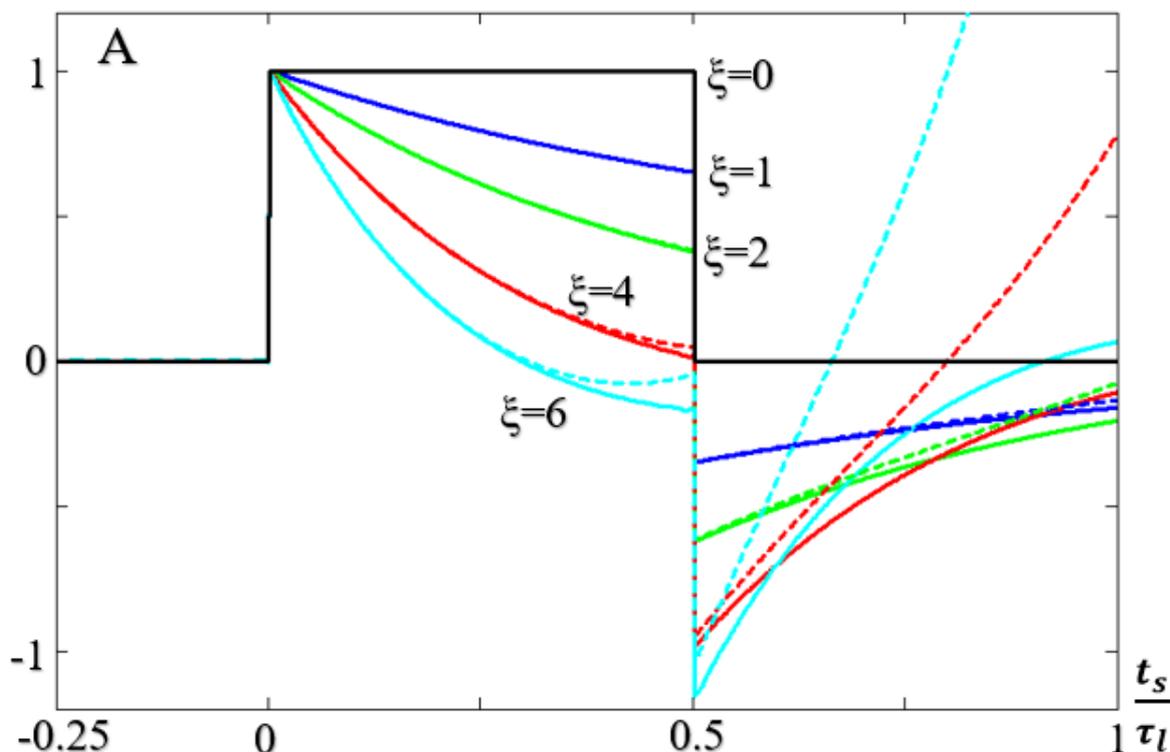


Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества в случае лоренцева форм-фактора спектральной линии (П-образная огибающая первичного сигнала)

На этих рисунках по оси ординат отложена комплексная амплитуда сигнала  $A$  (в данном случае являющаяся вещественной функцией) при различных значениях оптической толщины слоя  $\xi = 0, 1, 2, 4, 6$ . Сплошными линиями обозначены данные численного счета, а штриховой линией – результаты применения формулы (28) с учетом первых 4 членов ряда. По большей части штриховые линии сливаются со сплошными, поэтому согласие аналитических и численных результатов при значениях параметра  $t_s/\tau_l$  меньше или порядка единицы можно считать количественным.

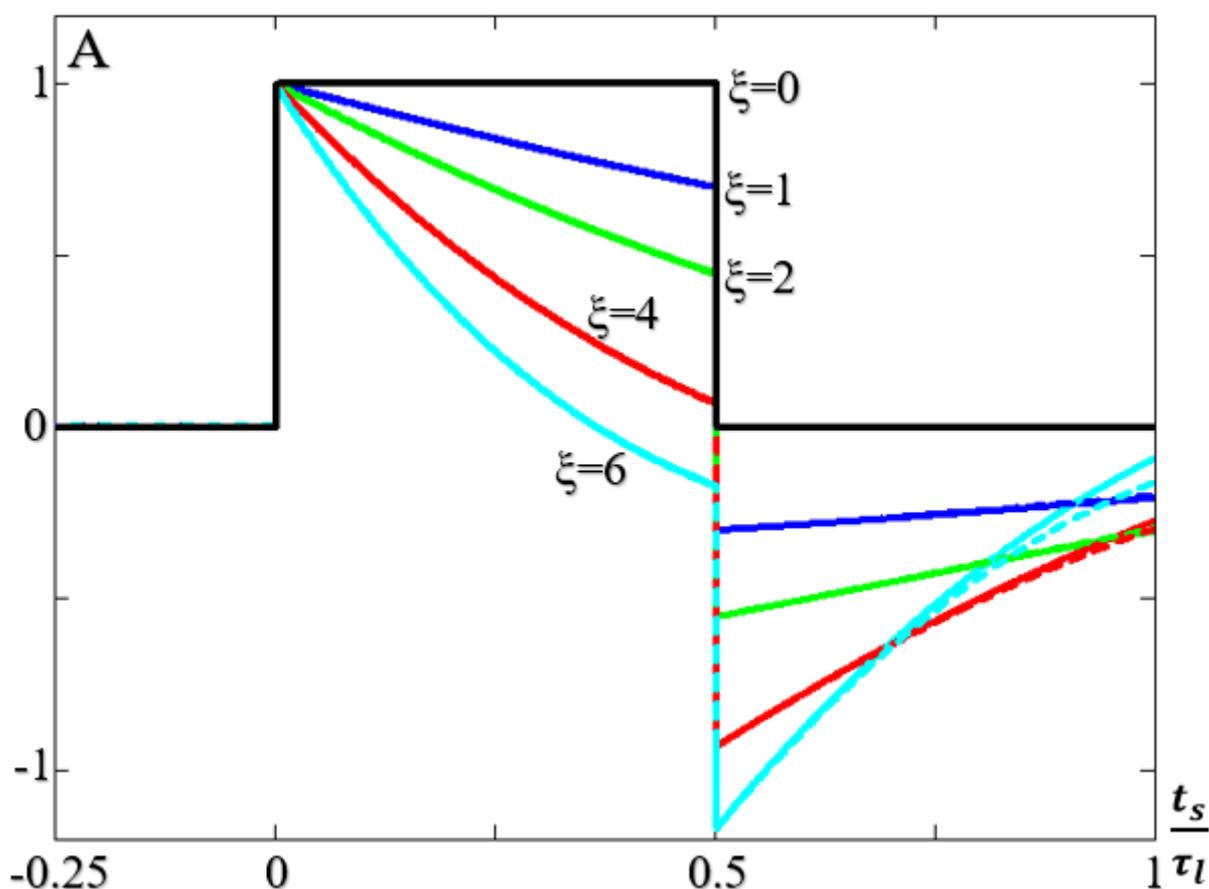


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества в случае гауссова форм-фактора спектральной линии (П-образная огибающая первичного сигнала)

Отметим два любопытных обстоятельства. Во-первых, первичный сигнал (прямоугольный импульс) четко различим на фоне сигнала отклика, и их интерференция не приводит к осцилляциям суммарного сигнала во времени. Это связано с вещественностью комплексных огибающих обоих сигналов и одинаковостью их несущей частоты.

Во-вторых, темпы уменьшения сигнала отклика на фоне первичного сигнала почти такие же, как и по его окончании.

Следует упомянуть также о «сохранении» амплитуды разрывов на переднем и заднем фронте сигнала – несмотря на все большее искажение сигнала с ростом оптической толщины слоя как передний, так и задний скачки амплитуды сохраняют свое постоянное значение (+1 и –1 соответственно), как это и должно быть в соответствии с [7].

Видно, что с ростом оптической толщины согласие результатов численного счета и аналитической формулы (22) (с учетом первых четырех членов ряда) ухудшается. Это связано с ограниченным количеством членов ряда (28).

## **2. Распространение прямоугольного импульса, несущая частота которого не совпадает с центральной частотой спектральной линии**

Следующая серия расчетов (рис. 4-5) была проведена для изучения влияния сдвига несущей частоты сигнала относительно центральной частоты спектральной линии усиления.

До сих пор мы отождествляли несущую частоту сигнала и частоту спектральной линии. Тем не менее предложенные формулы могут использоваться и для сигнала, частота несущей которого не совпадает с частотой линии, если только сдвиг несущей мал в сравнении с ее частотой (но не обязательно мал в сравнении с шириной спектра сигнала). В этом случае достаточно просто включить дополнительный фазовый множитель в выражение для комплексной огибающей сигнала.

Пусть временная зависимость сигнала в начальной точке  $z = 0$  имеет вид:

$$E(t) = A_1^{(0)}(t) \exp(-i\omega_1 t) + A_1^{(0)*}(t) \exp(i\omega_1 t),$$

$$A_1^{(0)}(t) = \begin{cases} 1, t \in [0, T_1], \\ 0, t \notin [0, T_1], \end{cases} \quad (29)$$

$$\omega_1 = \omega_0 + \Delta\omega.$$

Ясно, что сигнал (29) – это прямоугольный импульс единичной амплитуды и длительности  $T_1$  с частотой несущей  $\omega_1$  (которая не обязательно совпадает с центральной частотой линии усиления  $\omega_0$ ).

Для использования соотношений (26) необходимо ввести функцию  $A^{(0)}(t)$  с помощью соотношения:

$$A^{(0)}(t) = \begin{cases} \exp(-i\Delta\omega t), t \in [0, T_1], \\ 0, t \notin [0, T_1], \end{cases} \quad (30)$$

где  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_0$  – сдвиг частоты несущей пакета относительно центра спектральной линии. Теперь ряд (26) можно переписать в виде:

$$A^{(r)}(\xi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[ \exp(-i\Delta\omega t) - \sum_{j=0}^{n-1} \frac{(-i\Delta\omega t)^j}{j!} \right] \eta(t) - \left[ \exp(-i\Delta\omega t) - \exp(-i\Delta\omega T_1) \sum_{j=0}^{n-1} \frac{(-i\Delta\omega(t-T_1))^j}{j!} \right] \eta(t-T_1) \right\} \frac{\alpha_n(\xi)}{n!(-i\Delta\omega\tau_i)^n}. \quad (31)$$

Результаты расчетов модуля комплексной амплитуды сигнала, проведенных с использованием формулы (31) для лоренцева форм-фактора приведены на рис. 4 при значении параметров  $T_1 = 0,5\tau_i$  при  $\Delta\omega = 0\tau_i^{-1}$  (рис. 4а),  $\Delta\omega = 4\tau_i^{-1}$  (рис. 4б),  $\Delta\omega = 8\tau_i^{-1}$  (рис. 4с),  $\Delta\omega = 16\tau_i^{-1}$  (рис. 4д) и на рис. 5 для гауссова форм-фактора спектральной линии при значении параметров  $T_1 = 0,5\tau_i$  при  $\Delta\omega = 0\tau_i^{-1}$  (рис. 5а),  $\Delta\omega = 4\tau_i^{-1}$  (рис. 5б),  $\Delta\omega = 8\tau_i^{-1}$  (рис. 5с),  $\Delta\omega = 16\tau_i^{-1}$  (рис. 5д). На этих рисунках сплошными линиями обозначены данные численного счета, а штриховой линией – результаты применения формулы (31) при учете первых 4 членов ряда. Отличие рисунков 4а и 5а (на которых изображен случай нулевого сдвига несущей частоты от спектральной линии) от рис. 2 и 3 (на которых изображено то же самое) связано с тем, что на рис. 2 и 3 изображена комплексная амплитуда сигнала (в данном случае вещественная), а на рис. 4 и 5 – ее абсолютная величина. Изображение именно абсолютной величины на рис. 4 и 5 связано с тем, что в общем случае (при ненулевом сдвиге несущей частоты сигнала относительно центральной частоты спектральной линии) комплексная амплитуда сигнала комплексна и на графике приходится изображать ее модуль.

С этим же обстоятельством связан «разнобой» в величине скачков сигнала вблизи переднего и заднего фронта. Если на переднем фронте скачок амплитуды (+1) всегда начинается с 0 и потому передний фронт сигнала всегда равен 1 ( $|0+1|=1$ ), то на заднем фронте скачок (-1) начинается в разных случаях с разных «стартовых» значений и потому выглядит различно (при комплексном  $x$   $|x-1| \neq |x| \pm 1$ ). Эта особенность комплексных сигналов подробно обсуждена в [7].

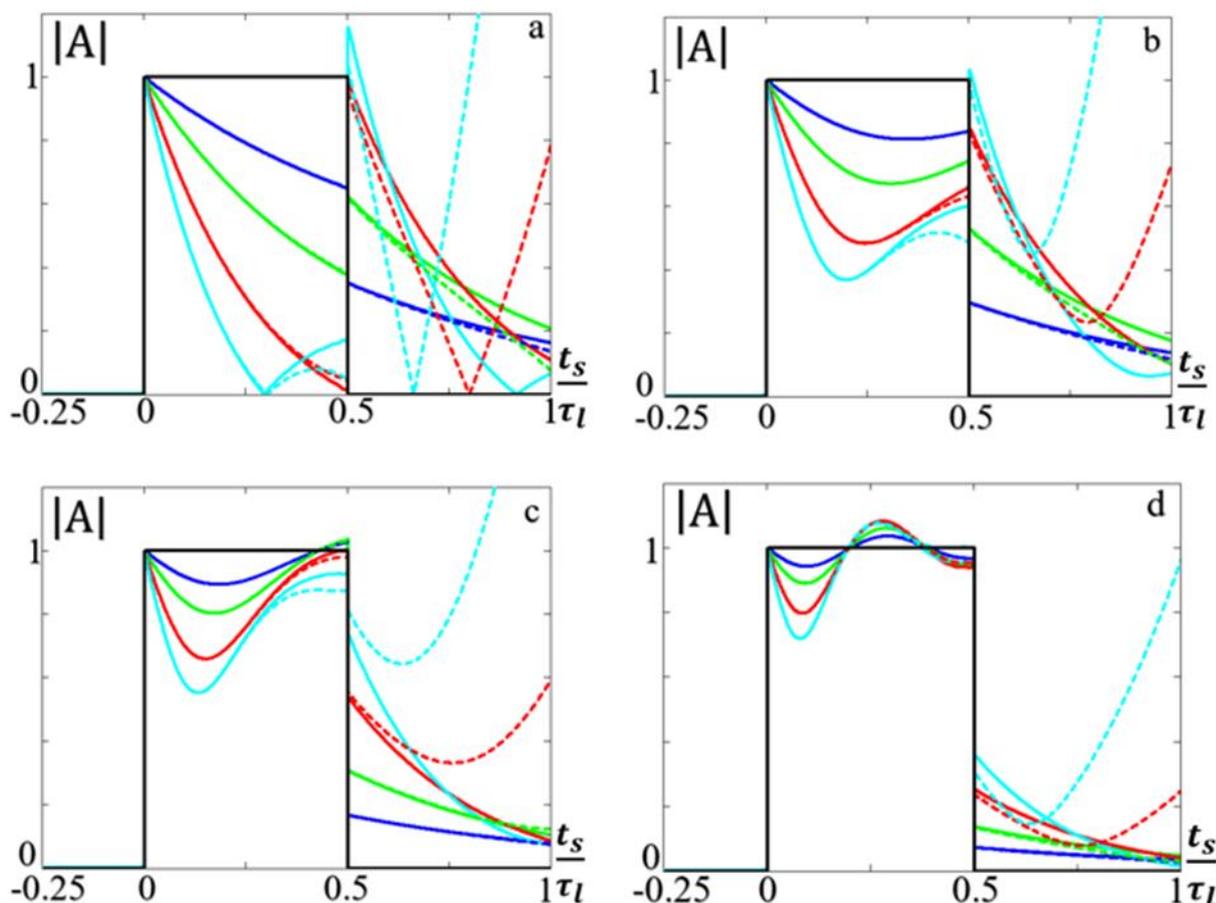


Рис. 4. Зависимость амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества  $\xi = 0, 1, 2, 4, 6$  в случае лоренцева фактора спектральной линии при сдвиге несущей первичного сигнала ( $\Delta\omega = 0\tau_l^{-1}$  (a),  $\Delta\omega = 4\tau_l^{-1}$  (b),  $\Delta\omega = 8\tau_l^{-1}$  (c),  $\Delta\omega = 16\tau_l^{-1}$  (d)). Связь между цветом линий и оптической толщиной слоя вещества соответствует рис. 2

Видно, что согласие аналитических и численных результатов при значениях параметра  $t_s/\tau_l$  меньше или порядка единицы можно считать количественным. При увеличении сдвига частоты искажения исходного сигнала

уменьшаются (амплитуда осцилляций снижается вместе со снижением сигнала отклика), частота осцилляции увеличивается. Временные осцилляции возникают только в области, в которой первичный сигнал и сигнал отклика накладываются друг на друга (по окончании первичного сигнала осцилляций не наблюдается).

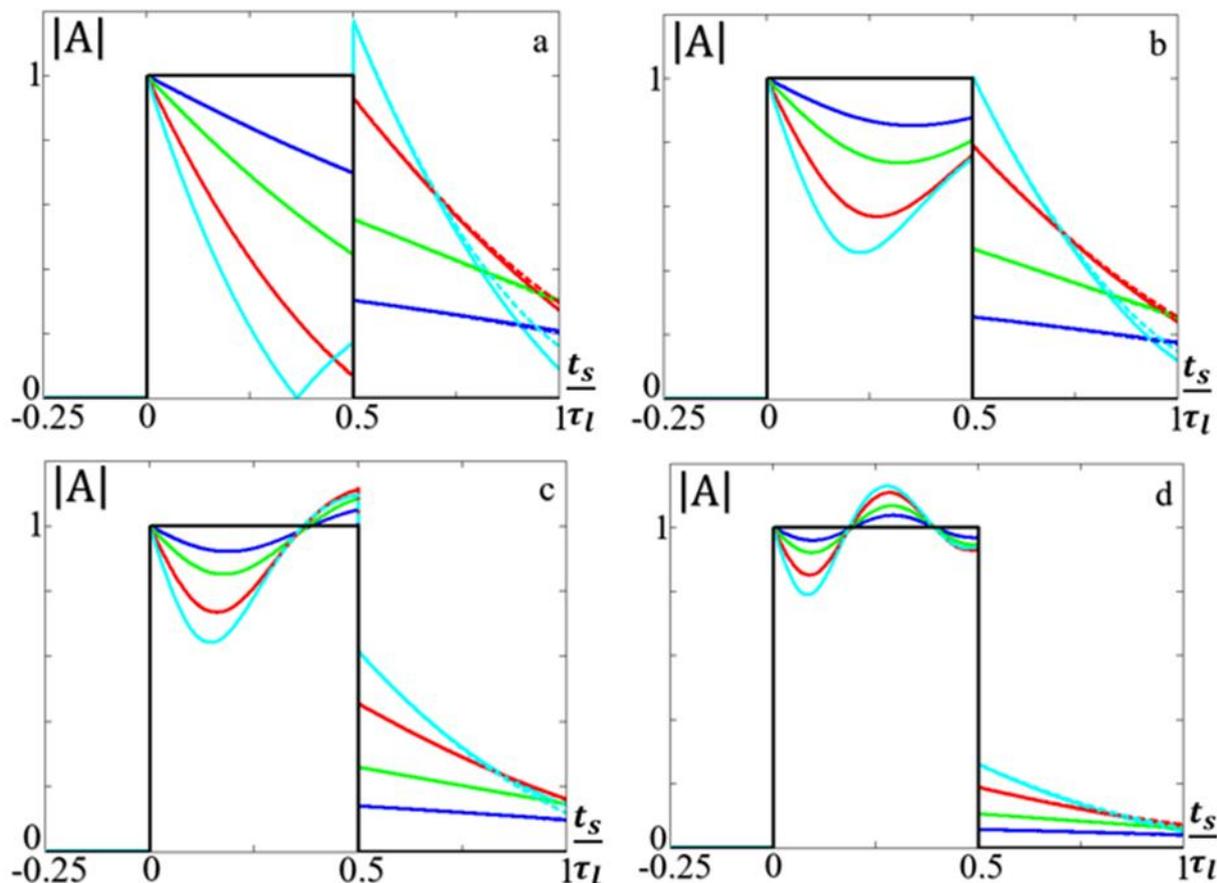


Рис. 5. Зависимость амплитуды сигнала от времени при различных значениях оптической толщины слоя вещества  $\xi = 0, 1, 2, 4, 6$  гауссова форм-фактора при сдвиге несущей первичного сигнала ( $\Delta\omega = 0\tau_l^{-1}$  (a),  $\Delta\omega = 4\tau_l^{-1}$  (b),  $\Delta\omega = 8\tau_l^{-1}$  (c),  $\Delta\omega = 16\tau_l^{-1}$  (d)). Связь между цветом линий и оптической толщиной слоя вещества соответствует рис. 3

## Заключение

При распространении прямоугольного импульса, несущая частота которого совпадает с центральной частотой спектральной линии первичный сигнал (прямоугольный импульс) (рис. 2-3) четко различим на фоне сигнала отклика, и их интерференция не приводит к осцилляциям суммарного сигнала во времени. Темпы уменьшения сигнала отклика на фоне первичного сигнала почти такие же, как и по его окончании.

В случае сдвига несущей частоты сигнала относительно центра спектральной линии (рис. 4, 5) интерференция первичного сигнала и сигнала отклика способна приводить к значительным осцилляциям суммарного сигнала во времени. Убедиться в том, что речь действительно идет об интерференции, можно, заметив, что временные осцилляции возникают только в области, в которой первичный сигнал и сигнал отклика накладываются друг на друга (по окончании первичного сигнала осцилляций не наблюдается). Кроме того, частота осцилляций соответствует временному периоду биений первичного сигнала и сигнала отклика  $\Delta\omega$ , а их амплитуда с ростом сдвига частоты несущей сигнала от центральной частоты линии падает в соответствии с амплитудой сигнала отклика. С этой точки зрения не удивительно, что амплитуда осцилляций не превышает ни амплитуды первичного сигнала, ни амплитуды сигнала отклика.

Амплитуда сигнала непосредственно за его задним фронтом обычно меньше его амплитуды на переднем фронте. Впрочем, при некоторых протяженностях трассы ситуация противоположна.

Качественных отличий между искажением П-образных сигналов в случае лоренцева и доплерова профилей спектральных линий не наблюдается.

## Литература

1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн*. Москва, Наука. 1979. 384 с.
2. Бухман Н.С., Куликова А.В. О характере дисперсии показателя преломления вблизи уединенной спектральной линии. *Радиотехника и электроника*. 2015. Т.60. №12. С.535-539. <https://doi.org/10.7868/S0033849415030080>
3. Ландберг Г.С. *Оптика*. Москва, Наука. 1976. 928 с.
4. Под ред. Абрамовица М., Стиган И. *Справочник по специальным функциям*. Москва, Наука. 1979. 832 с.

5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. Москва, Наука. 1982. 620 с.
6. Смирнов В.И. *Курс высшей математики. Том 2*. Москва, Наука. 1974. 656с.
7. Бухман Н.С. Об искажении переднего фронта квазимонохроматического сигнала в резонансно-поглощающей среде. *Радиотехника и электроника*. 2019. Т.64. №3. С.231-245. <https://doi.org/10.1134/S0033849419030045>

**Для цитирования:**

Куликова А.В., Бухман Н.С. Распространение П-образного радиоимпульса в селективно-поглощающей среде. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2023. №4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.4.8>