

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.11.8>

УДК: 537.87, 517.9, 550.37

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВИДЕОИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В ДИССИПАТИВНЫХ СРЕДАХ

О. А. Гулевич¹, Л. Б. Волкомирская¹, И. В. Мингалев², З. В. Суворова², О. И. Ахметов²,
О. В. Мингалев², А. Е. Резников¹

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, 108840, г. Москва, г. Троицк, Калужское ш., д. 4

² Полярный геофизический институт, 184209, г. Апатиты Мурманской обл., ул. Академгородок, 26а

Статья поступила в редакцию 1 июня 2021 г.

Аннотация. Представлены результаты численного решения задачи распространения видеоимпульсного электромагнитного сигнала наносекундной длительности в диссипативной среде с целью применения результатов для интерпретации данных глубинной георадиолокации. Используется схема интегрирования уравнений Максвелла, которая позволила получить результаты численного моделирования распространения электромагнитных импульсов разной формы без использования приближений, обычно применяемых при традиционном решении задач георадиолокации, основанных на разделении временных и пространственных переменных электромагнитного поля и не учитывающих быстрое изменение поля по сравнению с процессами, происходящими в среде под его воздействием. Рассмотрено влияние формы импульса на вид электромагнитного эхосигнала для разных моделей среды, приближенных к встречающимся в реальных условиях, в том числе и с градиентным изменением проводимости и диэлектрической проницаемости. Исследовано влияние распределения электрической проводимости среды.

Ключевые слова: численное моделирование, георадар, градиент проводимости, видеоимпульс.

Abstract. The results of the numerical solution of the problem of propagation of an electromagnetic video pulse signal of nanosecond duration in a dissipative medium are

presented for use in the deep georadar data interpretation. Based on the developed scheme for integrating Maxwell's equations, the results of numerical modeling of the propagation of electromagnetic pulses of various shapes without approximations, usually used in the traditional solution of GPR problems, including the separation of temporal and spatial variables of the electromagnetic field and neglect of the rapid field change in comparison with the processes occurring in the medium, are obtained. The influence of the pulse shape on the shape of the electromagnetic echo signal is considered for various models of the medium close to real conditions, including those with a gradient change in electrical conductivity and permittivity. The influence of the distribution of electrical conductivity of the medium is studied.

Key words: numerical integration, GPR, conductivity gradient, video pulse.

Введение.

Работа над увеличением глубины зондирования в георадиолокации привела к появлению метода отраженных электромагнитных волн (МОЭМВ), который позволяет достигать глубины, значительно превосходящие диапазон глубин традиционных георадаров [1]. Метод основан на изучении распространения мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов в среде и их линейной регистрации без операций стробирования и преобразования. В методе МОЭМВ за один импульс генератора происходит регистрация сигнала в приемнике на всю глубину временных задержек. В качестве аппаратуры используется бистатический аппаратный комплекс (с возможностью изменения разноса между приемным и передающим блоками) с антеннами в виде резистивно нагруженных диполей.

В качестве теоретической основы МОЭМВ принимается представление о нестационарном характере возбуждения исследуемой среды полем видеоимпульса с длительностью переднего фронта порядка наносекунды.

Экспериментальные исследования показали, что основой для достижения глубины является использование видеоимпульсной формы сигнала. Большая глубина зондирования МОЭМВ отчасти обусловлена особенностями

взаимодействия сверхширокополосных электромагнитных видеоимпульсов со средой, некоторые из которых уже описаны теоретически [2, 3, 4].

Теория взаимодействия видеоимпульсов с поглощающими диспергирующими средами в настоящее время в достаточной для многих приложений степени не развита. Нет даже устоявшейся терминологии, учитывающей быстрое изменение поля и конечную пространственную протяжённость видеоимпульсов в исследуемых средах, когда традиционные решения, основанные на разделении временных и пространственных переменных и описывающие процессы в приближении геометрической оптики практически неприменимы [2]. На основании простейших решений во временной области и некоторых результатов численных расчетов было показано, что электрическая компонента квазимонохроматических сигналов затухает в таких средах заметно быстрее, чем у видеоимпульсов [2, 5]. Отсутствие развитых теоретических представлений о модели взаимодействия видеоимпульсов с поглощающими средами приводит к целому ряду ошибочных представлений о характере затухания электромагнитных волн в реальных средах, в которых приближение малого затухания и медленного изменения параметров источника для преобразования уравнений Максвелла из временного представления в частотное не применимо.

В последние десятилетия для численного интегрирования уравнений Максвелла по времени широко используется метод конечных разностей во временной области (сокращенно метод КРВО), который в англоязычной литературе принято называть *finite-differences time-domain method* и использовать сокращение FDTD [6, 7, 8, 9, 10]. В этом методе моменты времени, в которых вычисляется магнитное поле, смещены на полшага интегрирования относительно моментов времени, в которых вычисляется электрическое поле. Также узлы пространственной сетки, в которых вычисляется магнитное поле, смещены на полшага по всем направлениям относительно узлов, в которых вычисляется электрическое поле. Для аппроксимации пространственных производных используются центральные разности. Этот метод позволяет

строить явные двухслойные по времени разностные схемы, которые имеют 2-й порядок точности как по времени, так и по пространству. Достоинствами этого метода являются консервативность, т.е. выполнение в конечно-разностном виде закона сохранения энергии электромагнитного поля и обеспечение равенства нулю дивергенции магнитного поля, а также автоматическое выполнение условий для электромагнитного поля на границе раздела сред, т.е. не требуется "сшивка" решения на этих границах.

Этот метод стал основой для развития численных методов в георадиолокации, где представлена методика реализации метода FDTD, которая впоследствии легла в основу программы gprMax [11].

В методе КРВО имеются два ограничения на шаг интегрирования по времени. Первое из них требует выполнения условия Куранта для обеспечения устойчивости. Отметим, что для достижения приемлемой точности число Куранта должно лежать в пределах от 0,1 до 0,5. Второе ограничение связано с учетом проводимости среды и заключается в том, что для достижения приемлемой точности требуется, чтобы шаг интегрирования был мал по сравнению со временем изменения полей за счет проводимости среды. Однако слишком мелкий шаг по времени в явных схемах, когда число Куранта меньше 0,05, приводит к быстрому накоплению вычислительной погрешности и значительно ухудшает точность численного решения. Поскольку в реальных задачах георадиолокации требуется анализировать тонкие закономерности во временной форме отраженного сигнала, то второе ограничение не позволяет использовать метод КРВО для интерпретации данных зондирования в средах с достаточно высокой проводимостью, которые регулярно встречаются в реальных условиях.

В настоящей работе мы исследуем влияние характеристик зондирующего электромагнитного сигнала и среды на результат их взаимодействия (отраженный сигнал). Взаимодействие видеоимпульса с реальной средой рассматривается на основе численных решений уравнений Максвелла во временной области, в общей постановке для быстро изменяющихся процессов,

без ограничений на величину изменения параметров среды. Используется схема численного интегрирования уравнений Максвелла [12], в которой имеется первое ограничение на шаг интегрирования по времени, но полностью отсутствует второе. В этой схеме электрическое и магнитное поля вычисляются в одни и те же моменты времени в одних и тех же узлах пространственной сетки, а также используется расщепление по пространственным направлениям и по физическим процессам, причем затухание поля сигнала за счет проводимости и его вращение при наличии холловской проводимости среды учитываются на отдельных шагах расщепления по аналитическим формулам. Схема является монотонной, имеет 2-й порядок точности по времени и 3-й по пространственным переменным, а также является консервативной. Схема уверенно воспроизводит точные нестационарные решения в проводящих средах.

1. Постановка задачи

На поверхности Земли на одной прямой расположены дипольные антенны передатчика и приемника на расстоянии нескольких метров друг от друга. В геологической среде заданы неоднородные распределения проводимости и диэлектрической проницаемости. На передающую антенну подается видеоимпульсный сигнал. Требуется рассчитать поле отраженного сигнала, отраженного от неоднородностей в среде.

Зависимость тока в антенне от времени для видеоимпульсного сигнала изображена на рис. 1. Этот сигнал условно разделим на части: длительность переднего фронта T_1 , передней части T_2 , релаксационной части T_3 , общая длительность $T_2+T_3=T_4$ – до 20 нс.

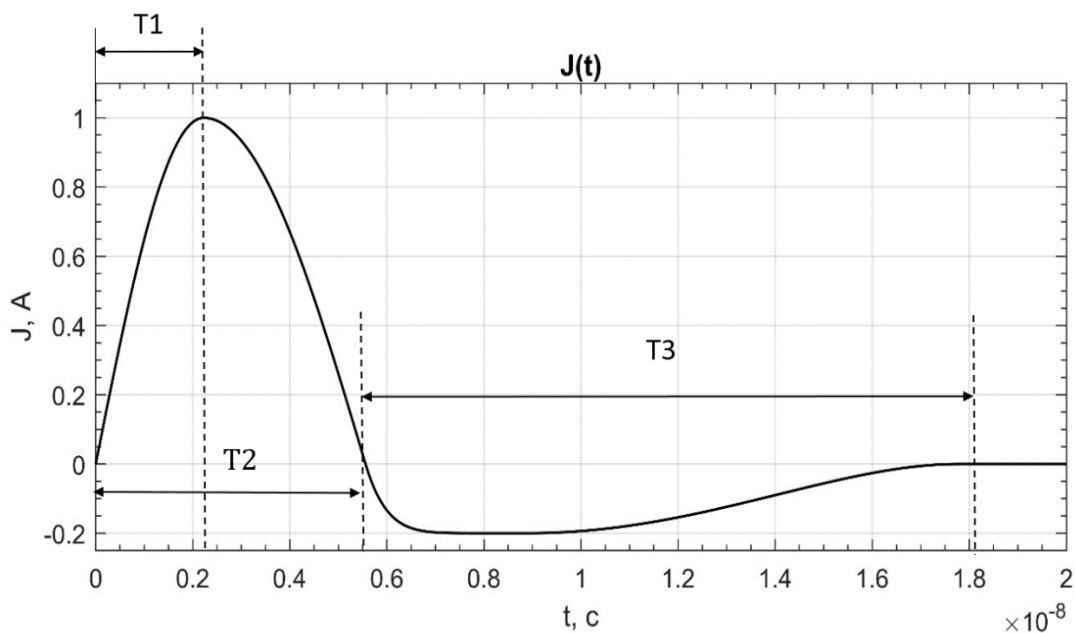


Рис. 1. Зависимость тока в антенне от времени для зондирующего видеоимпульса.

Амплитудой передней части импульса A_1 будем называть максимальное значение тока на временном отрезке $[0, T_2]$, а амплитудой релаксационной части A_2 – максимальное по модулю значение тока на отрезке $[T_2, T_3]$.

2. Методика численного моделирования

Для моделирования используется явная разностная схема численного интегрирования уравнений Максвелла на регулярной пространственной сетке в декартовых координатах [12]. Рассмотрим построение этой схемы. Обозначим через $\mathbf{r} = (x, y, z)$ декартовы координаты, через t – время, через $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ – напряженность и индукцию электрического и магнитного полей, через $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ – плотность тока в момент времени t в точке \mathbf{r} . Рассмотрим уравнение Фарадея и уравнение Максвелла в системе СИ:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{j}(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

В литосфере эти уравнения замыкаются законом Ома в форме:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sigma(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где $\sigma(\mathbf{r})$ – скалярная проводимость среды, и материальными уравнениями:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где $\varepsilon(\mathbf{r})$ и $\mu(\mathbf{r})$ – безразмерные относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды в низкочастотном пределе, ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная проницаемости вакуума. Обозначим через $c_0 = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ скорость света в вакууме, а через $c(\mathbf{r}) = c_0/\sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})\mu(\mathbf{r})}$ – скорость света в среде в точке \mathbf{r} . Систему (1)-(3) можно записать в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{c_0^2}{\varepsilon} \text{rot} \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu} \right) - \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \mathbf{E}. \quad (4)$$

Для численного интегрирования системы (4) применим метод расщепления по физическим процессам. Общий шаг интегрирования разделяется на два подшага. Один из них – это подшаг распространения, на котором интегрируется система уравнений:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{c_0^2}{\varepsilon} \text{rot} \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu} \right), \quad (5)$$

а второй – это подшаг затухания сигнала, на котором аналитически интегрируется система уравнений:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon} \mathbf{E}$$

по формулам $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t + \tau) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp\left(-\frac{\sigma(\mathbf{r})\tau}{\varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r})}\right)$. Правильное чередование

подшагов расщепления обеспечивает 2-й порядок точности по времени.

Рассмотрим численное интегрирование системы (5). Введем перенормированные поля $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = c_0 \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = (c_0/c(\mathbf{r})) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, вектор $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \nabla c + c(\nabla \mu(\mathbf{r}))/\mu(\mathbf{r})$. Умножая уравнение Фарадея на c_0 , получим уравнение:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot}(c\mathbf{E}). \quad (6)$$

Подстановка введенных обозначений в уравнение Максвелла приводит это уравнение к виду:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \text{rot}(c\mathbf{B}) - [\mathbf{M} \times \mathbf{B}]. \quad (7)$$

Введем матрицы \mathbf{R}_x , \mathbf{R}_y , \mathbf{R}_z и нулевую матрицу \mathbf{O} :

$$\mathbf{R}_x = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_z = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{O} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Оператор rot в декартовых координатах можно представить в виде:

$$\text{rot } \mathbf{a} = \mathbf{R}_x \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial x} + \mathbf{R}_y \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial y} + \mathbf{R}_z \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial z}. \quad (9)$$

Введем 6-мерные вектор-столбец переменных $\mathbf{u} = (B_x, B_y, B_z, E_x, E_y, E_z)^T$ и вектор $\mathbf{F} = (F_1, F_2, F_3, F_4, F_5, F_6)^T$, компоненты которого заданы формулами:

$$F_1 = F_2 = F_3 = 0, \quad (F_4, F_5, F_6)^T = -[\mathbf{M} \times \mathbf{B}], \quad (10)$$

Используя обозначения (8), а также формулы (9) и (10), систему из уравнений (6), (7) можно представить в виде векторного уравнения:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{A}_x c \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\mathbf{A}_y c \mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{A}_z c \mathbf{u}) = \mathbf{F}, \quad (11)$$

где через \mathbf{A}_x , \mathbf{A}_y , \mathbf{A}_z обозначены симметричные матрицы размера 6×6 , заданные формулами:

$$\mathbf{A}_x = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{R}_x \\ -\mathbf{R}_x & \mathbf{O} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_y = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{R}_y \\ -\mathbf{R}_y & \mathbf{O} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_z = \begin{pmatrix} \mathbf{O} & \mathbf{R}_z \\ -\mathbf{R}_z & \mathbf{O} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Векторное уравнение (11) задает 6-мерную линейную гиперболическую систему уравнений 1-го порядка, записанную в консервативной форме. Ее правая часть \mathbf{F} линейно зависит от компонент вектора \mathbf{u} . Для численного интегрирования таких систем разработано достаточно много разностных схем, в том числе схемы повышенного порядка точности, которые применяются для уравнений газовой динамики.

Используя метод расщепления по пространственным направлениям, можно построить явные монотонные схемы численного интегрирования системы (11), которые сводятся к последовательному интегрированию 1-мерных по пространству гиперболических систем уравнений. На каждом временном шаге нужно последовательно проинтегрировать 3 системы уравнений, например, в таком порядке:

$$\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{A}_x c \mathbf{u}') = \mathbf{F}_x, \quad \frac{\partial \mathbf{u}''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\mathbf{A}_y c \mathbf{u}'') = \mathbf{F}_y, \quad \frac{\partial \mathbf{u}'''}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\mathbf{A}_z c \mathbf{u}''') = \mathbf{F}_z. \quad (13)$$

При этом правые части систем (13) выбираются так, чтобы они не изменялись на своем шаге расщепления и удовлетворяли равенству:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y + \mathbf{F}_z. \quad (14)$$

Лучше их задать по формулам $\mathbf{F}_x = (0, 0, 0, 0, -M_z B_x, M_y B_x)^T$, $\mathbf{F}_y = (0, 0, 0, M_z B_y, 0, -M_x B_y)^T$, $\mathbf{F}_z = (0, 0, 0, -M_y B_z, M_x B_z, 0)^T$.

На каждом из шагов расщепления для двух компонент магнитного поля и двух компонент электрического поля, ортогональных направлению шага, рассчитывается распространение сигнала конечно-разностным способом. В качестве начальных условий для каждой системы уравнений в (13) берутся значения, рассчитанные в результате предыдущего шага расщепления. Сохранить второй порядок аппроксимации по времени в схеме расщепления можно, если циклически изменять порядок выполнения шагов расщепления. Например, выполняя сначала в следующем порядке шаги по пространственным направлениям: xuz , yxz , zxy , xzy , yzx , zyx .

Пусть заданы равномерная сетка по времени $t_n = t_0 + n\tau$, где τ – шаг по времени, и равномерная пространственная сетка в декартовых координатах, целые и полуцелые узлы которых заданы соотношениями:

$$x_i = x_0 + i \cdot h_x, \quad y_j = y_0 + j \cdot h_y, \quad z_k = z_0 + k \cdot h_z, \quad \mathbf{r}_{i,j,k} = (x_i, y_j, z_k),$$

$$x_{i+1/2} = x_0 + (i+1/2) \cdot h_x, \quad y_{j+1/2} = y_0 + (j+1/2) \cdot h_y, \quad z_{k+1/2} = z_0 + (k+1/2) \cdot h_z,$$

в которых h_x, h_y, h_z – шаги сетки по осям x, y, z соответственно. Будем использовать для значений функции f в узлах сетки обозначения $f(\mathbf{r}_{i,j,k}, t_n) = f_{i,j,k}^n$

Рассмотрим послыйный переход для первой системы из (13), которая интегрируется на шаге расщепления по направлению x . В этом случае представим заданную первой формулой в (10) матрицу \mathbf{A}_x в виде $\mathbf{A}_x = \mathbf{Q} \Lambda \mathbf{Q}^{-1}$,

где Λ – диагональная матрица, на диагонали которой стоят собственные числа матрицы A_x , Q – матрица, столбцы которой есть правые собственные векторы матрицы A_x , определенные с точностью до множителя, а Q^{-1} есть матрица, обратная к Q . Строки матрицы Q^{-1} есть левые собственные векторы матрицы A_x . Эти матрицы постоянны. Их можно взять в виде:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & 1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}, \quad Q^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

С помощью введенных матриц Λ , Q и Q^{-1} первую систему уравнений в (13) представим в виде векторного уравнения:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{Q} \Lambda \mathbf{Q}^{-1} c \mathbf{u}) = \mathbf{F}_x. \quad (15)$$

Введем вектор-столбец характеристических переменных (линеаризованные инварианты Римана) по направлению x , заданный формулой $\mathbf{w} = \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{u}$.

Компоненты вектора \mathbf{w} заданы формулами $w_1 = B_x$, $w_2 = B_y - E_z$, $w_3 = B_z - E_y$, $w_4 = E_x$, $w_5 = B_z + E_y$, $w_6 = B_y + E_z$.

Умножим уравнение (15) слева на матрицу Q^{-1} . В результате получим векторное уравнение:

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \Lambda \frac{\partial (c \mathbf{w})}{\partial x} = \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{F}_x, \quad (16)$$

которое является системой из шести скалярных уравнений для характеристических переменных.

В итоге численное интегрирование первой системы из (13) сводится к численному интегрированию четырех независимых 1-мерных по пространству уравнений переноса (16) для

$$w_2 = B_y - E_z, \quad w_3 = B_z - E_y, \quad w_5 = B_z + E_y, \quad w_6 = B_y + E_z.$$

Это интегрирование выполняется с помощью явной противопотоковой схемы, имеющей 3-й порядок точности по пространству и 2-й порядок точности по времени.

Изложенная схема интегрирования уравнений Максвелла полностью применима к задаче моделирования распространения видеоимпульсного сигнала в реальных средах, соответствующей условиям работ МОЭМВ, и позволяет использовать существенно больший шаг интегрирования по времени, чем широко используемый метод конечных разностей во временной области при одинаковой точности расчетов.

В данной работе область моделирования представляет собой куб, шаги равномерной пространственной сетки одинаковы по всем направлениям и равны 0,25 м. Число узлов сетки по каждому направлению равно 448. Шаг по времени составляет 0,278 нс (число Куранта в воздухе 1/3). Таким образом, на переднюю часть видеоимпульса T_2 (см. рис. 1) приходится примерно 21 шаг по времени.

Для верификации модели были получены численные решения двух задач: поле точечного электрического диполя, расположенного на границе двух однородных сред, и поле точечного электрического диполя в однородном проводнике. Аналитические решения этих задач и визуализация численных решений в безразмерном виде приведены в работе [12]. Результаты расчетов показали, что модель воспроизводит аналитические решения, причем точность воспроизведения аналитического решения зависит от количества шагов по времени на характерный временной масштаб изменения поля во времени (в случае гармонического сигнала - на период волны). В случае, когда на указанный масштаб приходится 40 или более шагов, разность между численным и аналитическим решениями не превышает 5% от амплитуды сигнала, в случае 25 шагов указанная разность не превышает 10% от амплитуды сигнала.

Для того чтобы избежать использования модельных поглощающих слоев, в данной работе был использован следующий прием. Расстояние от излучателя до границ области моделирования было выбрано таким, чтобы сигнал, отраженный от неоднородности в исследуемой среде, приходил в приемную

антенну существенно раньше, чем сигнал, отраженный от границ области моделирования.

3. Результаты математического моделирования

В качестве первых результатов численных экспериментов исследовалась количественная оценка затухания сигнала видеоимпульса в зависимости от его формы и параметров среды. Кроме того, оценивалась зависимость разрешающей способности по глубине от формы импульса для возможности послойного разделения горизонтов (то есть возможность разрешения двух близких границ, расположенных друг за другом на разной глубине, в том числе и границ градиентного слоя, т.е. с плавным изменением проводимости и диэлектрической проницаемости).

Исследование влияния формы видеоимпульса на форму отраженного сигнала

Будем анализировать влияние соотношения максимальной амплитуды передней части импульса A_1 и релаксационной части A_2 (см. рис. 1). Проанализируем амплитуду отраженного сигнала для двух разных соотношений переднего фронта импульса и его релаксационной части с одинаковой суммарной энергией поля.

В качестве модели среды выбрана модель водоема с плавным (градиентным) изменением электрофизических параметров вблизи дна (рис. 2), т.к. в реальных средах градиентное изменение параметров геологической среды достаточно распространено. В слое воды относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 81$ до глубины 18 м, затем промежуточный слой до дна толщиной 2 м, в котором корень из ϵ линейно уменьшается от 9 до 5. Ниже дна слой с постоянной $\epsilon = 25$.

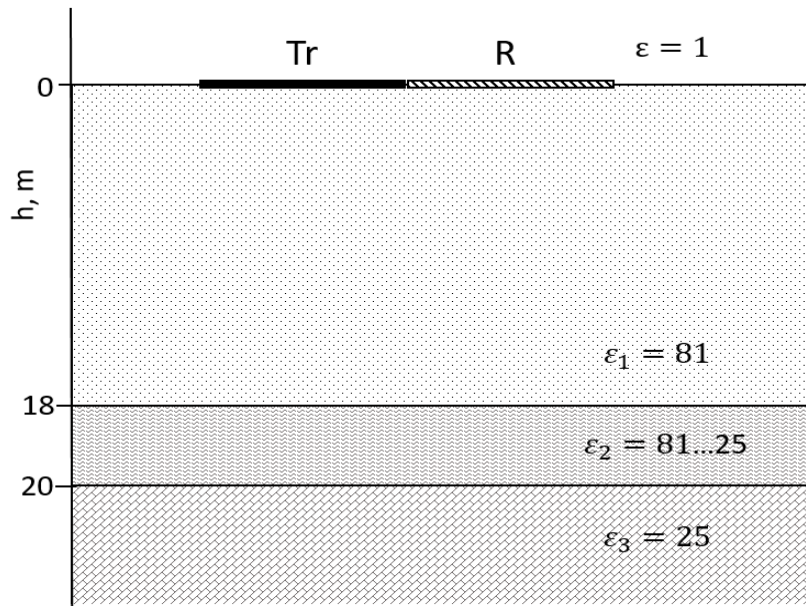


Рис. 2. Модель среды: Tr и R – передатчик и приемник на границе воздух-вода с антеннами 5 м; в слое на глубинах от 18 до 20 м $\sqrt{\epsilon_2}$ линейно изменяется от 9 до 5; во всех слоях проводимость среды $\sigma = 0.001$ См/м.

Для модели среды (рис. 2) были произведены сравнительные расчеты отражённого сигнала для различных форм исходного сигнала.

1. На рисунке 3 представлены варианты формы зондирующих сигналов с различным соотношением максимальной амплитуды переднего и заднего фронта видеоимпульса: $A1/A2 = 10, 20, 30$.

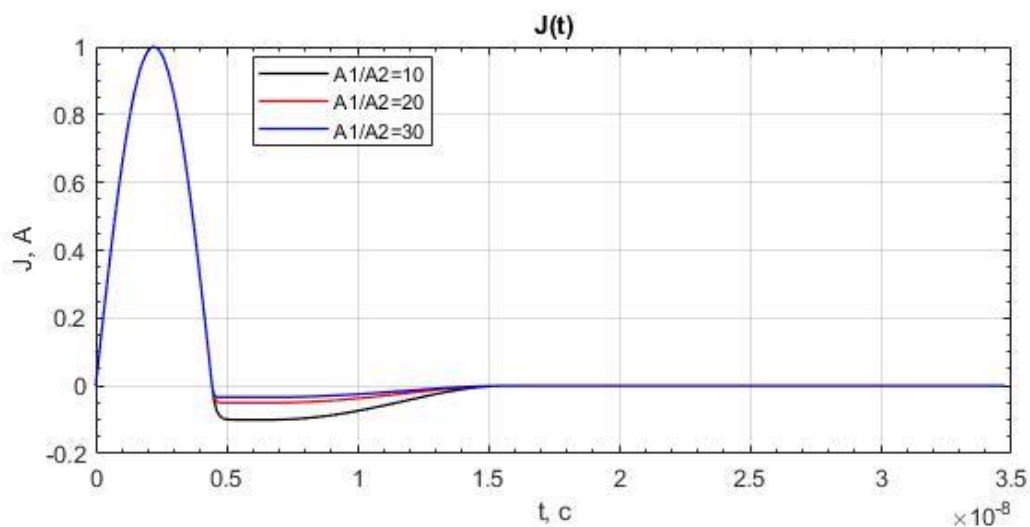


Рис. 3. Зависимость тока в антенне от времени для видеоимпульса для $A1/A2 = 10, 20, 30$.

Результаты расчетов для компоненты напряженности поля отраженного сигнала E_x для видеоимпульсов с тремя заданными соотношениями амплитуд представлены на рис. 4.

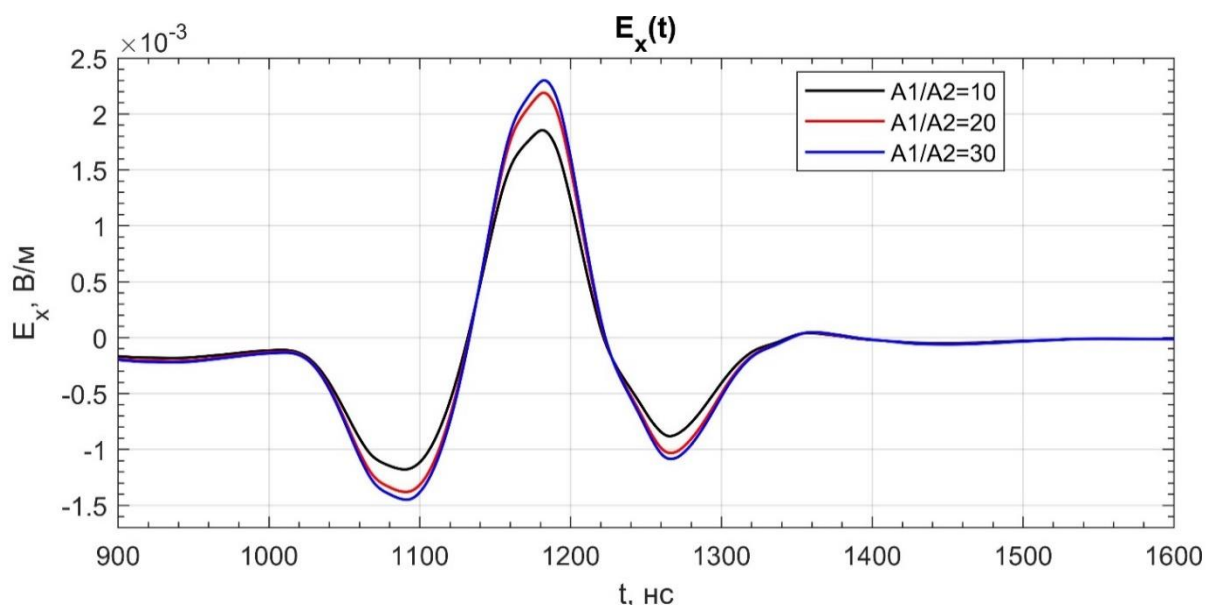


Рис. 4. Расчетное электрическое поле отраженного сигнала E_x для видеоимпульсов с $A1/A2 = 10, 20, 30$. По горизонтали - время от начала излучения видеоимпульса в передающей антенне.

Видно, что отраженные сигналы незначительно различаются по амплитуде, при этом наибольшая амплитуда наблюдается в случае, когда соотношение амплитуды переднего фронта исходного импульса $A1$ к амплитуде его релаксационной части $A2$ максимально (рис. 4).

2. Рассмотрим влияние относительного изменения длительности разных частей видеоимпульса на результаты численного моделирования. Для этого увеличим в 2 раза период $T1$ первой части переднего фронта импульса (рис. 5).

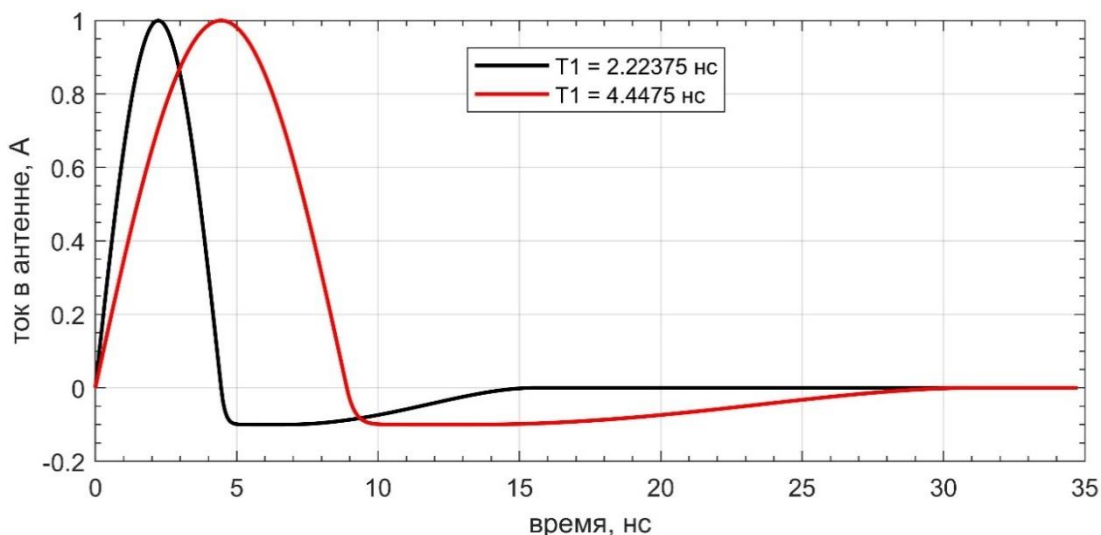


Рис. 5. Форма видеоимпульса для различных периодов T_1 .

Результаты численного моделирования отраженного сигнала показали значительное влияние длительности передней части видеоимпульса на результат (рис. 6).

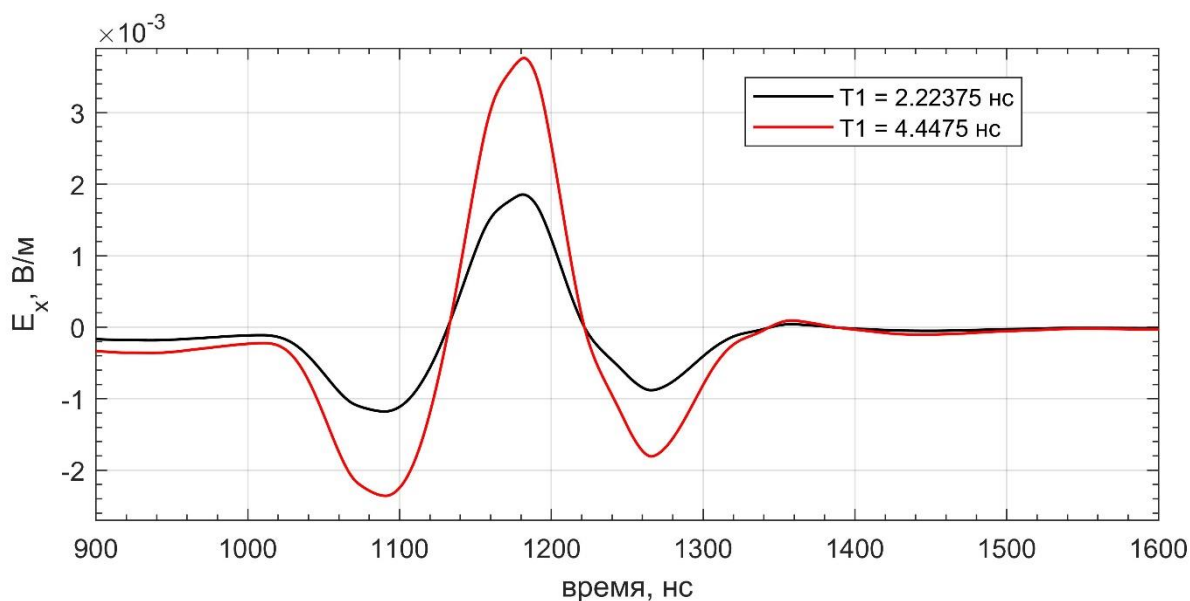


Рис. 6. Расчетное электрическое поле отраженного сигнала E_x для видеоимпульсов с длительностью T_1 , отличающейся в 2 раза.

Из полученных результатов видно (рис. 6), что при увеличении в два раза периода исходного сигнала амплитуда отраженного сигнала вырастает также примерно в 2 раза.

3. Рассмотрим влияние длительности T_3 релаксационной части исходного импульса на результаты зондирования в той же модели. Для этого увеличим T_3 в 2 и в 4 раза (рис. 7).

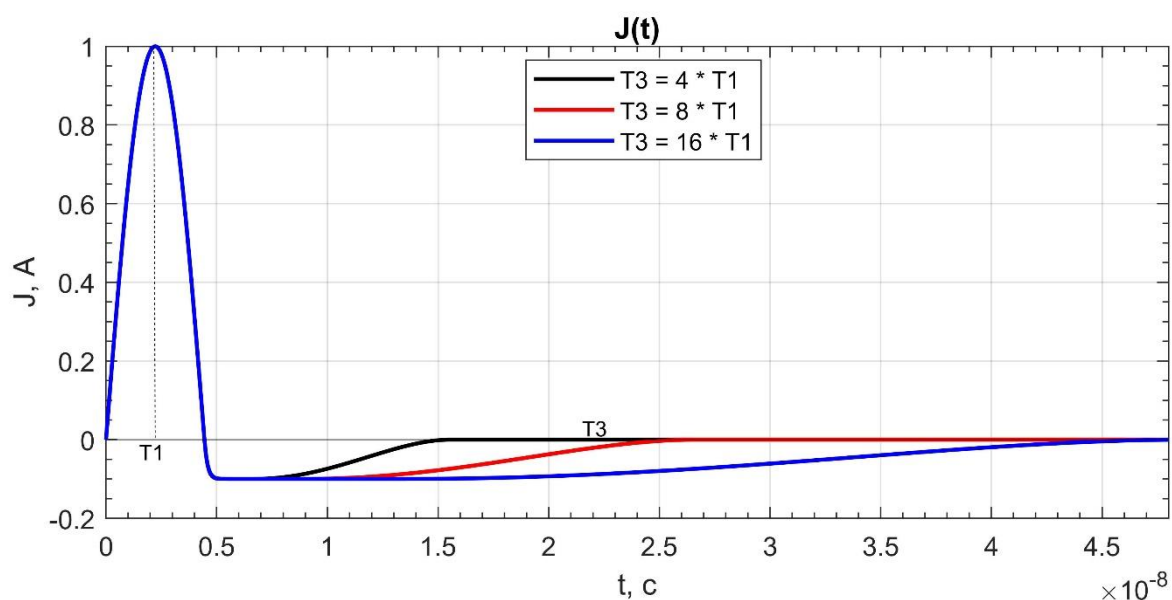


Рис. 7. Форма видеоимпульса для трех вариантов длительности релаксационной части видеоимпульса T_3 .

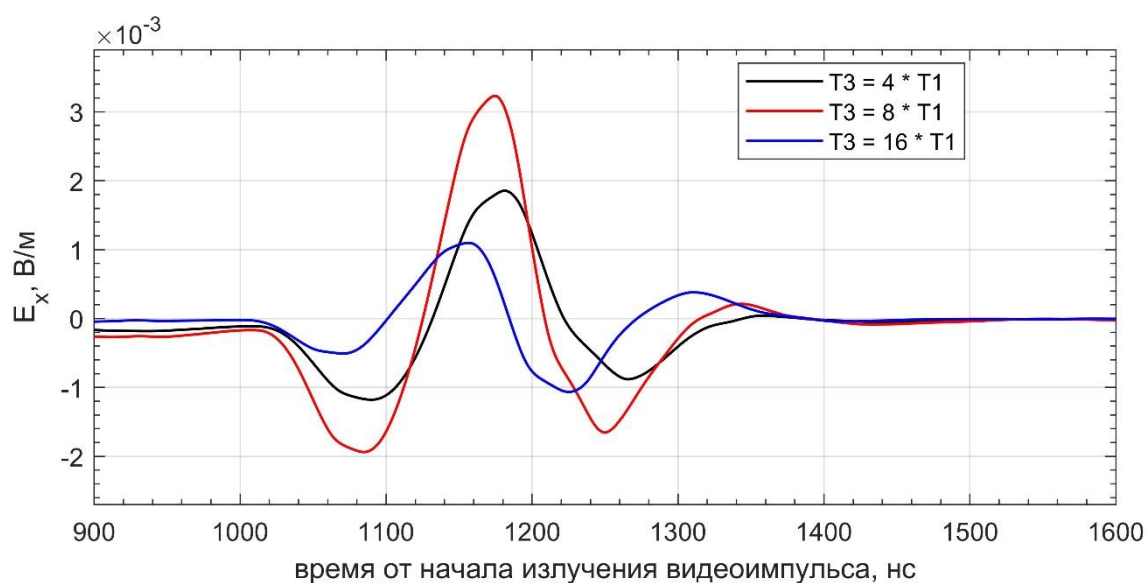


Рис. 8. Расчетное электрическое поле отраженного сигнала E_x для видеоимпульсов с разной длительностью релаксационной части T_3 .

Результаты численного моделирования показали сложную зависимость расчетного поля отраженного сигнала от длительности релаксационной части видеоимпульса (рис. 8). Наибольшая амплитуда отраженного сигнала достигается в случае увеличения периода релаксационной части исходного видеоимпульса в два раза, а при его дальнейшем увеличении амплитуда отраженного сигнала падает. Следует отметить, что экстремумы отраженного

сигнала не совпадают по времени для разных значений параметра T_3 , а величина смещения экстремумов друг относительно друга обратно пропорциональна T_3 .

4. Исследование влияния градиента диэлектрической проницаемости на форму отраженного сигнала.

Рассмотрим теперь влияние параметров среды на форму и амплитудные характеристики отраженного сигнала. В модели среды (рис. 2) будем изменять толщину слоя h_2 с градиентом диэлектрической проницаемости: $h_2 = 1$ м, 2 м, 4 м. В этом слое корень диэлектрической проницаемости линейно изменяется от 9 до 5 (рис. 9). Проводимость считаем постоянной $\sigma = 0.001$ См/м.

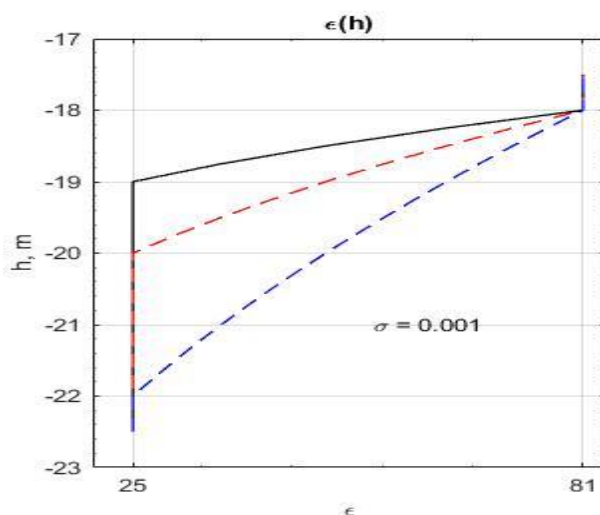


Рис. 9. Изменение диэлектрической проницаемости переходного слоя для трех моделей пресного водоема.

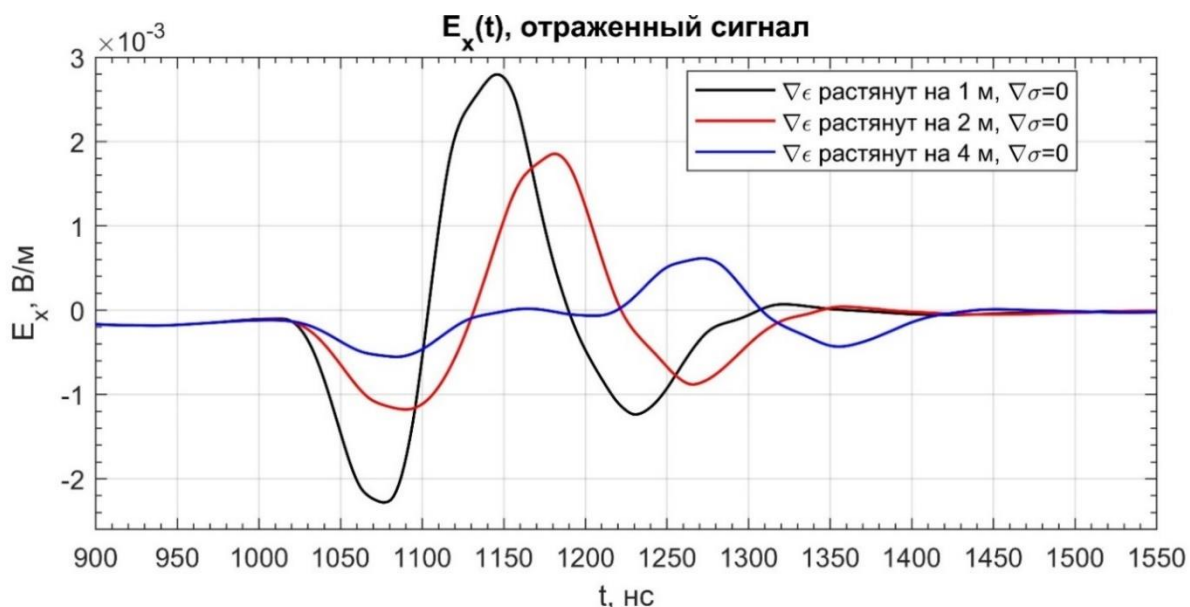


Рис. 10. Расчетное электрическое поле отраженного сигнала E_x для сред с разным градиентом диэлектрической проницаемости $\nabla\epsilon$.

Видно, что при более резком изменении ϵ амплитуда отраженного сигнала больше в 2.5 раза, нежели при более плавном изменении ϵ . Также различается форма отраженного сигнала – при более плавном изменении ϵ (синим цветом на графике) появляется характерная «ступенька», которая отсутствует в других случаях.

5. Исследование влияния градиента проводимости на форму отраженного сигнала.

Рассмотрим три горизонтально-слоистые модели водоема, у которых диэлектрическая проницаемость постоянна, а электропроводность в придонном слое меняется в соответствии с рис. 11. До глубины 18 метров $\sigma = 0.001$ См/м, $\epsilon = 81$; в придонном слое проводимость линейно растет от значения 0.001 до 0.101 См/м с ростом глубины от 18 м до 19, 20 или 22 м (первый, второй и третий варианты расчета соответственно), ϵ на этих глубинах постоянна; на глубинах ниже придонного слоя $\sigma = 0,001$ См/м, $\epsilon = 25$.

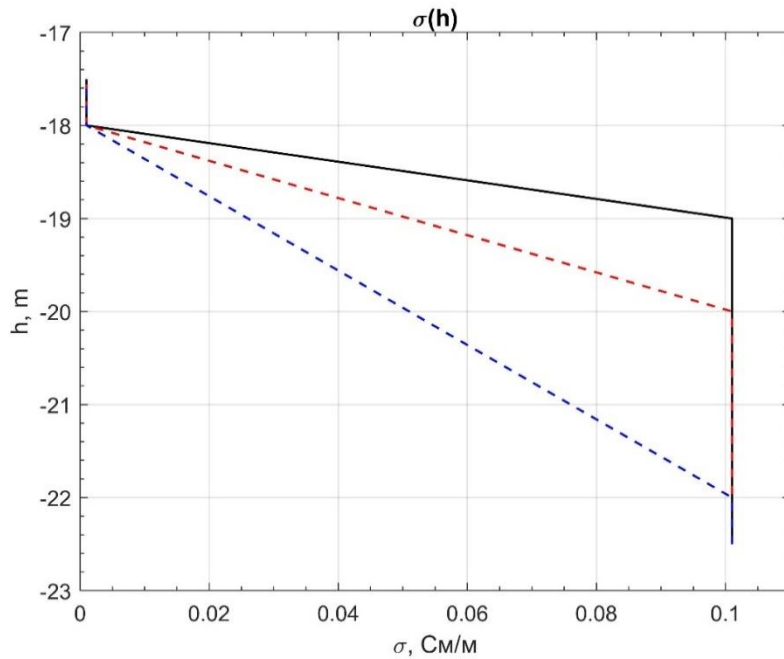


Рис. 11. Изменение проводимости переходного слоя для трех моделей пресного водоема.

Прослеживается заметная обратная корреляция между толщиной переходного слоя и максимальной амплитудой отраженного сигнала (рис. 12).

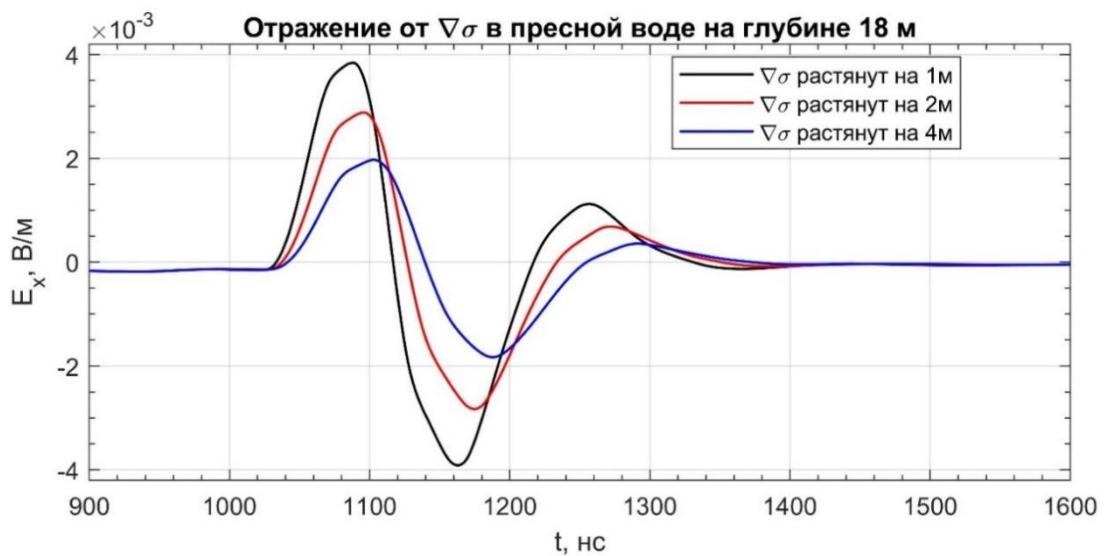


Рис. 12. Расчетное электрическое поле E_x отраженного сигнала для сред с разным градиентом проводимости $\nabla\sigma$.

Амплитуда отраженного сигнала оказывается тем больше, чем более резкое изменение проводимости в среде задано при постоянном ϵ .

6. Сравнение результатов распространения видеоимпульсных и радиоимпульсных зондирующих сигналов.

Для количественного сравнения затухания и разрешающей способности видеоимпульсного сигнала и радиоимпульса рассмотрим горизонтально-слоистую модель среды, в которой зададим разные параметры послойного изменения диэлектрической проницаемости и проводимости. Выбранная модель соответствует широкому классу геофизических задач, в том числе актуальной прикладной задаче исследования нефтегазовых месторождений в Сибири с присутствием многолетнемерзлых пород в верхней части разреза.

В качестве зондирующих сигналов были взяты видеоимпульс и радиоимпульс в виде затухающей синусоиды одинаковой длительности T_2 и полупериода соответственно (рис. 13).

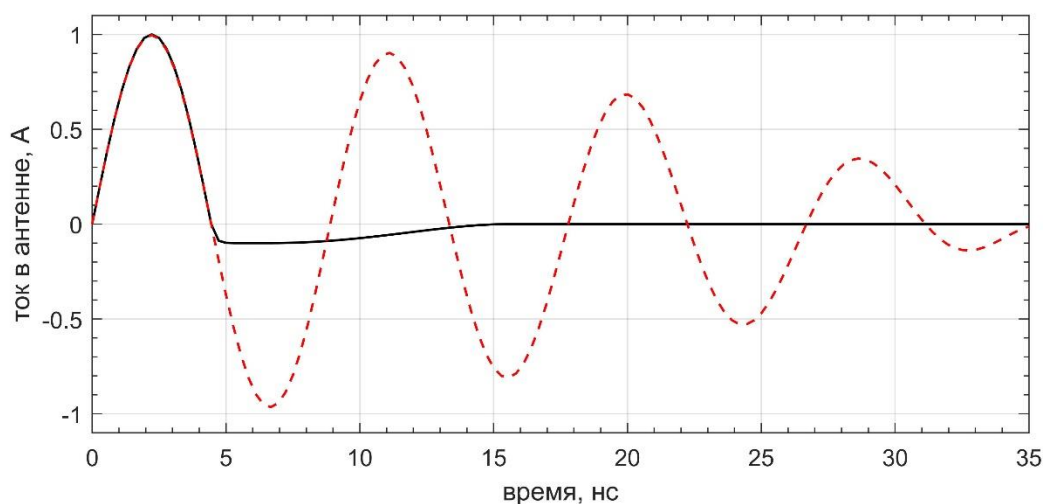


Рис. 13. Формы зондирующего сигнала: видеоимпульс (сплошная кривая) и радиоимпульс с затуханием (пунктир).

Верхний слой модели разреза во всех вариантах представлен песчаной сухой почвой ($\epsilon = 2.6$, $\sigma = 0.001$ См/м) до глубины 20 м. Далее, в переходном слое толщиной 2 м, линейно меняется значение либо только ϵ , либо вместе ϵ и σ (см. описание ниже). На глубинах 22-30 м значения ϵ и σ постоянны ($\epsilon = 25$, $\sigma = 0.011$ См/м либо $\sigma = 0.021$ См/м). На глубине ниже 30 м $\epsilon = 10$, $\sigma = 0.005$ См/м. Схематично модели среды для различных вариантов изображены на рисунках ниже.

Передающая и приемная антенны находятся на поверхности земли. Они расположены вдоль оси X друг за другом. Длина передающей антенны 5 м.

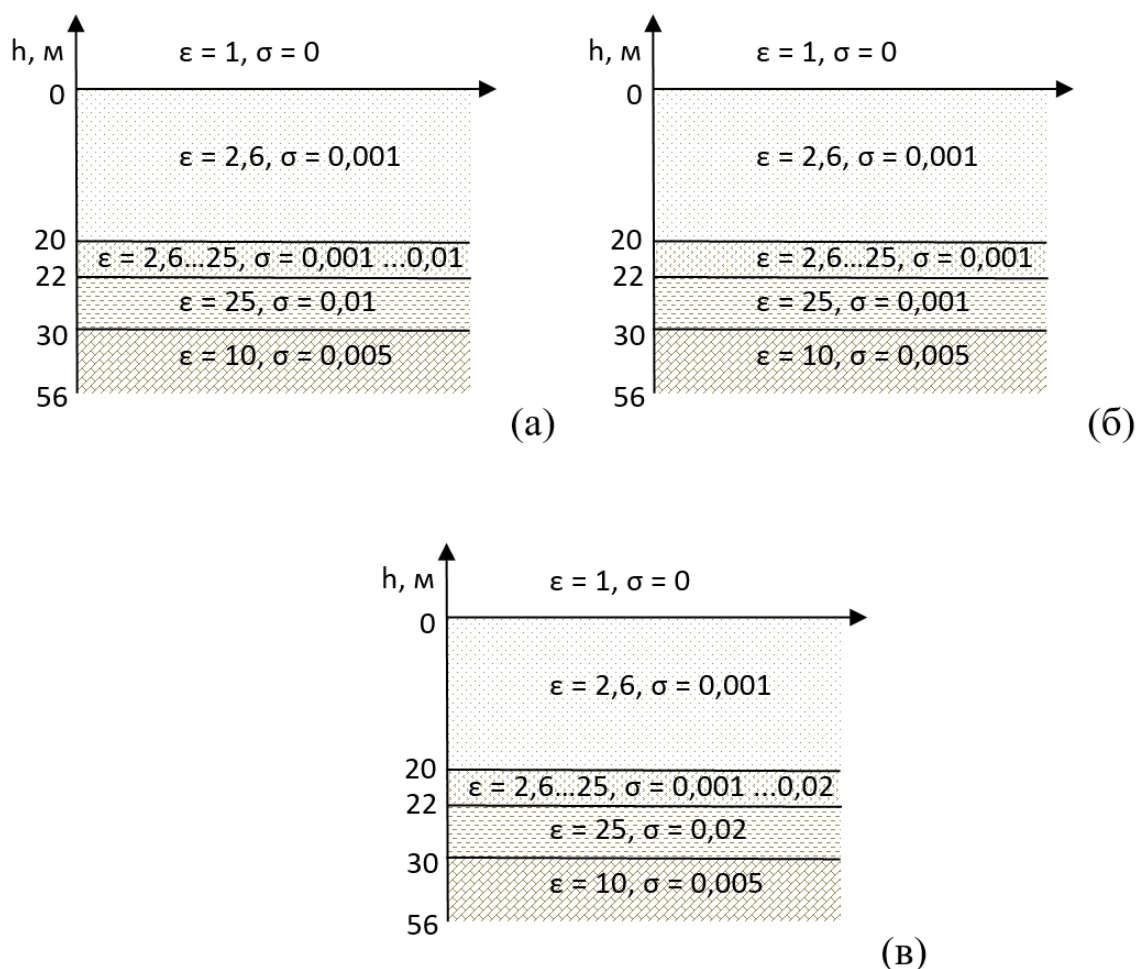


Рис. 14. Модели среды: (а) в переходном слое на глубине от 20 м до 22 м задан градиент ϵ (значение линейно растёт от 2.6 до 25) и градиент σ от 0,001 до 0,011 См/м; (б) в переходном слое задан градиент ϵ (значение линейно растёт от 2.6 до 25), проводимость постоянная $\sigma = 0,001$ См/м; (в) в переходном слое на глубине от 20 м до 22 м задан градиент ϵ (значение линейно растёт от 2.6 до 25) и градиент σ от 0,001 до 0,021 См/м.

Вариант модели (б) рассматривается для сравнения результатов при наличии градиента проводимости и его отсутствии на фоне градиента диэлектрической проницаемости. Вариант модели (в) интересен для исследования эффектов при увеличении градиента проводимости в 2 раза на фоне градиента диэлектрической проницаемости.

Результаты расчетов отраженного сигнала представлены на рисунке 15.

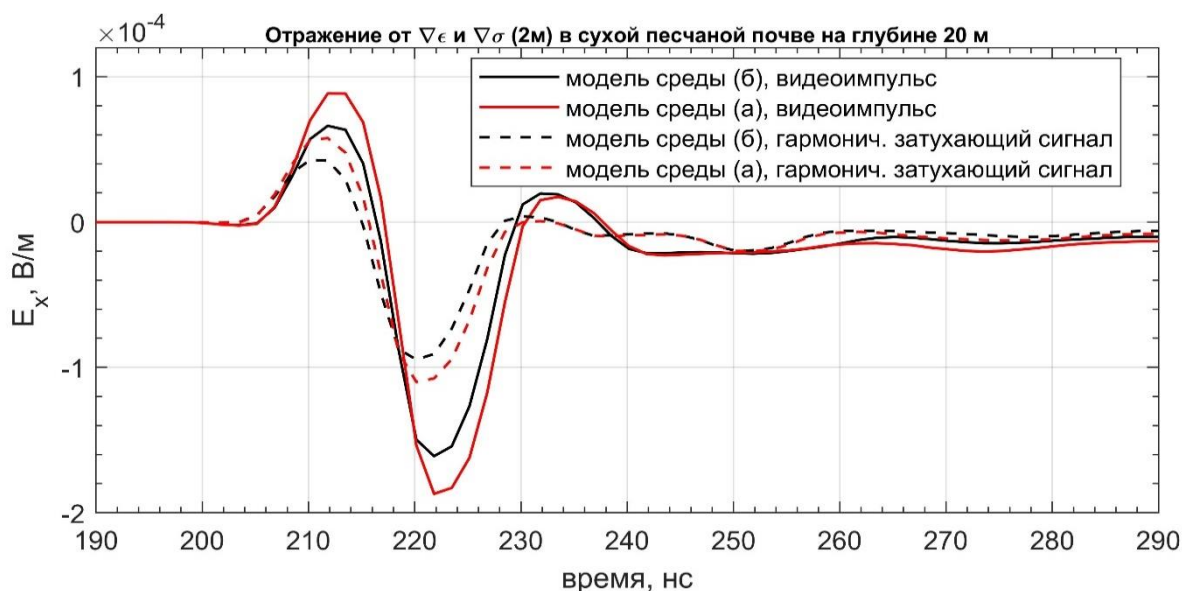


Рис. 15. Расчетное электрическое поле E_x отраженного сигнала для двух моделей среды (а) и (б) и зондирующих сигналов двух видов: видеоимпульс (сплошные кривые) и радиоимпульс (пунктир).

Из результатов численного моделирования (рис. 15) видно, что в случае, когда исходный импульс является затухающей синусоидой, амплитуда отраженного сигнала меньше при всех заданных параметрах среды примерно на 30% на первом периоде колебания и примерно в 2 раза на втором по сравнению со случаем, когда исходным сигналом был видеоимпульс той же амплитуды.

Стоит отметить, что в случае рассмотрения затухающей синусоиды в отраженном сигнале хорошо виден только первый период колебаний, все последующие проявляются намного слабее, однако, как видно из рис. 15, эти колебания полностью маскируют отражения от следующей границы.

На рис. 16 представлен расчет отраженного видеоимпульсного сигнала для всех моделей, представленных на рис. 14.

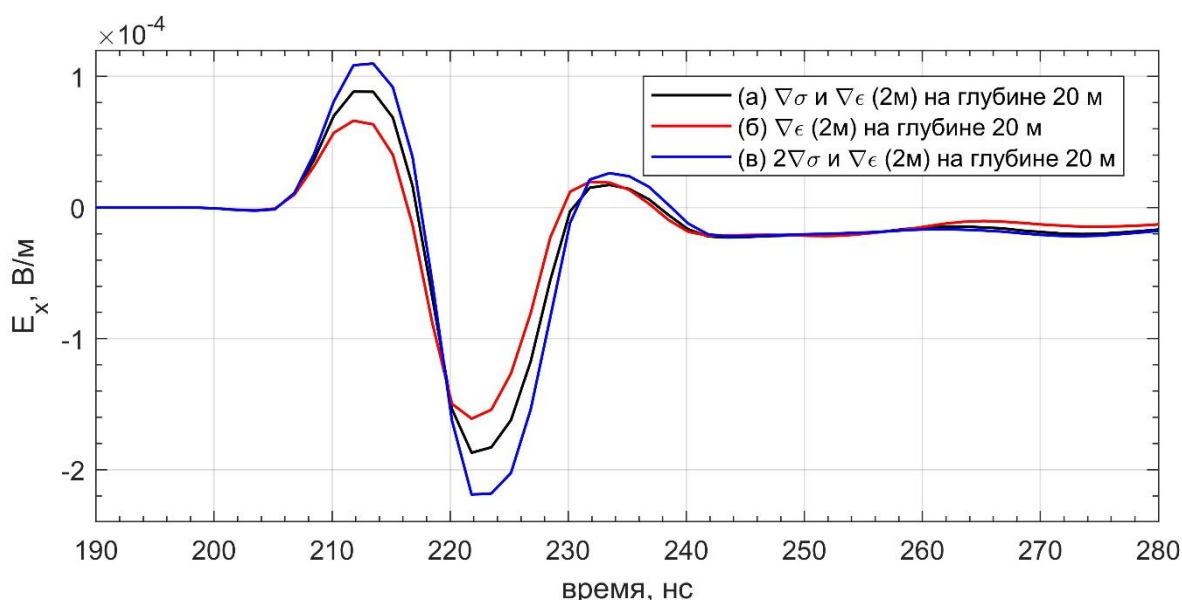


Рис. 16. Расчетное электрическое поле E_x' отраженного сигнала видеоимпульса для моделей среды (а), (б) и (в) на рис. 14.

Результаты численного моделирования (рис.16) показали, что при учете изменения проводимости среды в переходном слое амплитуда отраженного сигнала больше, нежели без ее учета, примерно на 30%. Причем при увеличении градиента σ амплитуда растет еще больше. Временная зависимость формы отраженного сигнала от изменений проводимости слабо меняется, т.е. она не может служить отличительной характеристикой наличия градиента σ при наличии градиента ϵ .

4. Обсуждение результатов

Расчеты продемонстрировали влияние формы импульса на глубинность и разрешающую способность метода георадиолокации.

В методе георадиолокации решение прямой задачи зачастую основано на приближенных решениях уравнений Максвелла без учета влияния проводимости, например, [13], ввиду априорного предположения о малости потерь. Известно, что действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости взаимосвязаны и существенно зависят от влажности пород [14].

Анализ приведенных на рис. 10 и 13 рассчитанных форм отраженных сигналов при воздействии видеоимпульса на реальные среды позволяет сделать как качественную, так и количественную оценку влияния среды при учете

изменений значений как диэлектрической проницаемости, так и электропроводности.

Анализ полученных результатов подтверждает явление дисперсионного искажения электромагнитного импульса в диссипативных средах: отраженный сигнал по времени длиннее по сравнению с длиной видеоимпульса в антенне передатчика. При отражении от градиента диэлектрической проницаемости отраженный сигнал еще более растягивается во времени по сравнению с падающим. Причем даже без учета градиента проводимости форма сигнала существенно зависит от толщины градиентного слоя. Так, при толщине градиентного слоя в 4 м (рис. 10) форма сигнала из одного периода колебания преобразуется в двухпериодный с временным расстоянием между ними, определяемым толщиной градиентного слоя. Для выбранных значений параметров среды растягивание во времени сигнала при градиентном изменении диэлектрической проницаемости и проводимости составило примерно 20%.

Как видно из расчетов (рис. 16), влияние проводимости в основном сказывается на амплитуде отраженного сигнала: чем больше проводимость, тем больше увеличивается амплитуда отраженного сигнала. Однако при увеличении толщины слоя с градиентом проводимости амплитуда отраженного сигнала уменьшается (рис. 12). Таким образом, проводимость может существенно повлиять на интерпретацию данных, особенно если в приборах регистрации используются частотные и временные технологии стробирования и нелинейные преобразования амплитуды.

Заключение.

Получены результаты численного моделирования распространения электромагнитного импульса разной формы в модели среды, приближенной к условиям реального георадиолокационного исследования. При этом используется метод численного интегрирования уравнений Максвелла по времени, позволяющий проводить моделирование распространения

радиосигналов в средах с высокой проводимостью в отличие от методов, обычно применяемых при решении задач георадиолокации.

Результаты расчетов позволяют сделать количественные оценки затухания сигнала при разной форме зондирующего импульса. Сравнение затухания при одинаковой длительности и мощности импульса показывает существенно меньшее затухание видеоимпульса.

Показано существенное влияние градиента проводимости на амплитуду отраженного электромагнитного импульса. Исследование градиентного изменения параметров среды без учета влияния проводимости может приводить к ошибочным выводам о характере распространения электромагнитных сигналов тем более, что электропроводность горных пород подвержена значительно большим вариациям значений по сравнению со значениями диэлектрической проницаемости.

Полученные выводы о количественной оценке затухания сигнала видеоимпульса, в зависимости от его формы и параметров среды, позволят наметить дальнейшие пути совершенствования конструкции приборов для геологоразведки на суше и на шельфе, для достижения глубин залегания месторождений нефти и газа.

Литература

1. Dolgikh Yu.N., Volkomirskaya L.B., Kaygorodov E.P., Sanin S.S., Kuznetsov V.I., Gulevich O.A., Reznikov A.E., Varenkov V.V. The Reflected Electromagnetic Wave CDP Method (ECDP) Testing Results and Possibilities for The Future Oil and Gas Exploration. *Proceedings of the conference «Tyumen 2021»*. March 2021. V.2021. P.1-6. DOI: <https://doi.org/10.3997/2214-4609.202150007>

2. Шварцбург А.Б. Видеоимпульсы и непериодические волны в диспергирующих средах (точно решаемые модели). *Успехи Физических Наук*. 1998. Т.168. №1. С.85-103.
3. Гулевич О.А. О глубинности в георадиолокации с учетом явления интерференции. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2020. №9. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.9.8>
4. Волкомирская Л.Б., Гулевич О.А., Резников А.Е. О влиянии формы импульса на перспективы каротажного радиозондирования. *Геология и геофизика*. 2020. Т.59. №11. С.1603-1614. <https://doi.org/10.15372/RGG2019152>
5. Волкомирская Л., Гулевич О., Руденчик Е. *Георадиолокация в средах с дисперсией. Зависимость амплитуды и формы импульса георадара от дисперсии среды*. Саарбрюккен, Lambert Academic Publishing. 2013. 81 с.
6. Kane Y. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1966. V.14. №3. P.302-307.
7. Simpson J.J. Current and future applications of 3-D global Earth-ionospheric models based on the full-vector Maxwell's equations FDTD method. *Surveys Geophysics*. 2009. V.30. P.105-130. <https://doi.org/10.1007/s10712-009-9063-5>
8. Simpson J.J., Taflove A. A review of progress in FDTD Maxwell's equations modeling of impulsive subionospheric propagation below 300 kHz. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2007. V.55. №6. P.1582-1590. <https://doi.org/10.1109/TAP.2007.897138>
9. Paul D.L., Railton C.J. Spherical ADI FDTD method with application to propagation in the Earth ionosphere cavity. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2012. V.60. №1. P.310-317. <https://doi.org/10.1109/TAP.2011.2167940>
10. Yu Y., Simpson J.J. An E-J collocated 3-D FDTD model of electromagnetic wave propagation in magnetized cold plasma. *IEEE Transactions on Antennas*

- and Propagation*. 2010. V.58. №2. P.469-478.
<https://doi.org/10.1109/TAP.2009.2037706>
11. Giannopoulos A. Modelling ground penetrating radar by GprMax. *Construction and Building Materials*. 2005. V.19. №10. P.755-762.
<https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2005.06.007>
12. Мингалев И.В., Мингалев О.В., Ахметов О.И., Суворова З.В. Явная схема расщепления для уравнений Максвелла. *Математическое моделирование*.
2018. Т.30 . №12. С.17-38. <https://doi.org/10.31857/S023408790001934-1>
13. Prokopovich, I.; Popov, A.; Pajewski, L.; Marciniak, M. Application of coupled-wave Wentzel-Kramers-Brillouin approximation to ground penetrating radar. *Remote Sensing*. 2018. V.10. №22. <https://doi.org/10.3390/rs10010022>
14. Владов М.Л., Старовойтов А.В. *Введение в георадиолокацию*. Москва, Издательство МГУ. 2004. 155 с.

Для цитирования:

Гулевич О.А., Волкомирская Л.Б., Мингалев И.В., Суворова З.В., Ахметов О.И., Мингалев О.В., Резников А.Е. О распространении видеоимпульсных сигналов в диссипативных средах. *Журнал радиоэлектроники* [электронный журнал]. 2021. №11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.11.8>