

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.9.8>

УДК 53.01, 537.874, 550.370

## О ГЛУБИННОСТИ В ГЕОРАДИОЛОКАЦИИ С УЧЕТОМ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

О. А. Гулевич

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

Статья поступила в редакцию 13 сентября 2020 г.

**Аннотация.** На основе анализа теоретических и экспериментальных данных обсуждаются некоторые причины большей глубины зондирования георадарами, использующими сверхширокополосные сигналы, по сравнению с традиционными георадарами, использующими монохроматические зондирующие сигналы. В рамках классических представлений предлагается физическое объяснение различной картины затухания электромагнитных импульсов разной формы в природных средах. Обсуждаются преимущества применения неразделяемых решений уравнений Максвелла при исследовании распространения коротких электромагнитных видеоимпульсов в диссипативных средах по сравнению с традиционными решениями, с применением Фурье-преобразования.

**Ключевые слова:** георадар, интерференция, затухание, глубина зондирования, видеоимпульс.

**Abstract.** Based on the analysis of theoretical and experimental data, reasons for the greater sounding depth of georadars using ultra-wideband signals are discussed as compared to traditional GPRs using monochromatic sounding signals. Within the framework of classical concepts, a physical explanation is proposed for the different patterns of attenuation of electromagnetic pulses of different shapes in natural media. The advantages of using inseparable solutions of Maxwell's equations in studying the propagation of short electromagnetic video pulses in dissipative media are discussed in comparison with traditional solutions using the Fourier transform.

**Key words:** GPR, interference, attenuation, scanning depth, video pulse.

## Введение

Вопрос о потерях энергии зондирующего сигнала в природных средах является наиболее часто встречающимся в практике при демонстрации экспериментальных данных глубинных георадаров, а его исследование – весьма актуальным и перспективным для развития теории глубинной георадиолокации.

В традиционной георадиолокации принято рассматривать взаимодействие сигнала со средой (без учета геометрического расхождения фронта волны) по закону Бугера — Ламберта — Бера в следующем виде:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

где  $I_0$  – начальная амплитуда сигнала,  $I(x)$  – амплитуда сигнала на глубине  $x$  в метрах,  $\alpha$  – коэффициент удельного затухания волны с круговой частотой  $\omega$  в дБ/м.

Это общепринятое представление о затухании монохроматических волн в веществе в рамках законов геометрической оптики, и оно справедливо в однородной среде для традиционных георадаров с узким спектром рабочих частот, как минимум, в первом приближении [1]. Обычно такие георадары имеют антенны с центральными частотами определенных значений в диапазоне 50 – 3000 МГц, и небольшие максимальные глубины зондирования – от 1 до 20 метров. Такие приборы достаточно «капризны» при использовании в средах с повышенной проводимостью, в условиях наличия помех на близких к рабочим частотам, и при некоторых неблагоприятных погодных условиях, увеличивающих проводимость исследуемых сред, например, после дождя. Это свидетельствует о достаточно сильном взаимодействии монохроматических зондирующих импульсов со средой, что ограничивает их возможности по глубине зондирования.

За последние двадцать лет появилось достаточно много результатов применения глубинной георадиолокации, с регистрацией отражений зондирующих сигналов от границ, превышающих 100, 200 и более метров [2].

Основными отличительными особенностями глубинных георадаров по сравнению с традиционными являются использование видеоимпульса в качестве зондирующего сигнала и его высокая пиковая мощность. Помимо повышенной глубинности такие георадары обычно лучше традиционных георадаров работают во влажных грунтах и в условиях некоторых радиопомех.

Например, сравнение георадаров показало, что при использовании традиционного георадара на квазимонохроматических сигналах с антенным блоком с центральной частотой 150 МГц для зондирования среды глубинность исследований составляет 2-4 м, а при зондировании СШП-комплексом, работающим в диапазоне 1-700 МГц, проникновение георадарного импульса прослеживалось до глубины 30-40 м [3].

Простое увеличение напряжения зондирующего сигнала пропорционально увеличивает начальную амплитуду сигнала  $A_0$  в формуле (1), что также увеличивает глубину зондирования. Ранее в литературе [1] авторы описывали три основных метода увеличения глубинности: увеличение мощности источника, понижение частоты излучаемых колебаний либо синхронное накопление, при этом увеличение мощности отмечено как наиболее перспективный способ. Отметим, что схемы георадаров, использующих монохроматические сигналы, имеют большую плотность энергии, сконцентрированную в окрестности своих рабочих частот, в то время как энергия видеоимпульсных сигналов распределена по рабочей части спектра, превышающей по ширине центральную частоту. Поэтому, для высокочастотной части спектра видеоимпульса (сотни мегагерц), традиционно ожидают затухания как в экспериментах с монохроматическим сигналом таких же частот, то есть несколько метров, с небольшой поправкой на соотношение между энергией монохроматического сигнала и части энергии видеоимпульса, приходящейся на соответствующую часть спектра. Однако в видеоимпульсе высокие частоты на практике продолжают регистрироваться с глубин в десятки метров [4].

Сама возможность регистрации отражений с глубин порядка 50 метров в диапазоне 25 – 70 МГц, или, тем более, со 100 метров в диапазоне 5-30 МГц в природных средах нередко вызывает сомнения ввиду закона об экспоненциальном затухании (формула 1) для волн данных частот, тем более это касается высокочастотной составляющей спектра импульса.

Такое представление об одинаковом экспоненциальном затухании радиоволн в средах при любых условиях основано на неадекватно расширенном понимании принципа суперпозиции, который вытекает из линейности уравнений Максвелла. В основе традиционного представления о распространении парциальных составляющих сигнала лежит возможность разложить любой сигнал на спектр парциальных составляющих, а наибольшее распространение получило математическое решение уравнений Максвелла с помощью разложения сигналов в ряд Фурье. Данная методика состоит в том, что можно подобрать ряд гармонических (т.е. синусоидальных) сигналов с такими амплитудами, частотами и начальными фазами, алгебраическая сумма ординат которых соответствует ординате исследуемого несинусоидального сигнала во временной области. Это очень удобно и позволяет зачастую получать аналитические решения для расчета распространения сигналов сложной формы, и, хотя такой подход может давать приемлемое решение для квазимонохроматических волн, появляется все больше исследователей, критикующих допустимость такого традиционного решения для СШП сигналов.

В работах [5, 6] были перечислены проблемы, возникающие при применении разделяющихся решений (то есть в виде произведения функций, зависящих либо от координат, либо от времени) и с помощью Фурье-преобразования:

– при разложении в ряд Фурье огибающая сигнала конечной длительности усредняется по бесконечному интервалу времени, участки быстрого изменения огибающей, которые имеют наиболее важное значение для разрешения при регистрации, оказываются при этом скрытыми;

- нарушается принцип причинности (наличие решения до начала эмиссии видеоимпульса);

- для восстановления временной огибающей с помощью обратного Фурье-преобразования нужно исключить поля гармоник вне области локализации импульсного сигнала, однако для уточнения области локализации требуется учитывать все возрастающее количество гармоник и это неустраняемая проблема.

Причиной критики решений, полученных с помощью Фурье-преобразований, послужили данные экспериментов, например, по рассеянию и дифракции видеоимпульсов конечной длительности на мишенях конечных размеров [5] и при использовании сверхширокополосных моноимпульсных георадаров [6].

Кроме того, перечислялись трудности, возникающие при вычислении деформации широкополосных импульсов в частотной области методом разложения фазы в ряд по степеням отношения спектральной ширины импульса  $\Delta\omega$  к несущей частоте  $\omega$  [5].

Критика применения традиционных разделяемых решений для описания взаимодействия СШП сигналов со сложными по составу средами практически сводилась к математическим проблемам.

Несмотря на некоторые относительно успешные подходы к моделированию сред с дисперсией, в том числе, при различных моделях поляризации, продолжается поиск физического объяснения несоответствий в затухании электромагнитных сигналов с разным спектром в природных средах с потерями (диссипативных средах).

Возникает ключевой вопрос, действительно ли сумма отдельно взятых взаимодействий монохроматических синусоидальных составляющих сигнала со средой (как при его разложении в ряд Фурье) равна взаимодействию результирующего поля сигнала с этой средой?

А в более узком смысле для георадиолокации данный вопрос сводится к следующему: равна ли сумма поглощенных энергий парциальных

монохроматических волн потерям результирующего поля их совокупности (импульса) при взаимодействии со средой?

Для ответа на этот вопрос нам необходимо искать решения уравнений Максвелла при адекватном описании свойств среды, а именно с учетом ее реакции на разные электромагнитные поля, в том числе быстропеременные непериодические поля коротких видеоимпульсов.

Стоит отметить, что работа по поиску адекватных моделей природных сред ведется параллельно в теории электроразведки. Для учета наблюдаемых явлений дисперсии и быстропротекающей индукционно-вызванной электрической поляризации геологической среды в теории электроразведки, в которых основным определяемым параметром является удельная электропроводность, при моделировании описания отклика природной среды пользуются комплексной, зависящей от частоты удельной электропроводностью или, в рамках альтернативной модели предполагается, что удельная электропроводность среды является действительной величиной и не зависит от частоты, тогда как диэлектрическая проницаемость является комплексной и частотно-зависимой [7, 8]. Согласно полученным экспериментальным данным, диэлектрическая релаксация в мерзлых породах Якутии описывается дебаевской моделью с узким распределением времен релаксации [8]. При проведении съемок методом переходных процессов в присутствии мерзлых пород нередко наблюдаются характерные искажения индукционных переходных характеристик, когда при пересчете поляризуемости в относительную низкочастотную диэлектрическую проницаемость при инверсии получают аномально высокие значения диэлектрической проницаемости, которые не менее чем на три порядка расходятся с модельными данными и данными, полученными в лабораторных измерениях [8].

Рассмотрим явления, которые сопровождают распространение электромагнитного импульса в среде, с точки зрения их влияния на затухание.

## 1. Интерференция радиоволн в георадиолокации и глубина зондирования

Влияние интерференции радиоволн достаточно известно, но в теории георадиолокации оно рассматривалось крайне редко и исключительно для случаев взаимодействия прямого и отраженного сигналов, а также сигналов, отраженных от внутренних границ под разными углами, например, в работе [9], или для случаев «воздушных» помех [10]. При этом явление интерференции рассматривается как источник помех, как явление, мешающее регистрации полезного сигнала.

Известно, что помимо зашумления полезного сигнала, интерференция прямого и отраженных сигналов влияет на возможность синхронизации приемника и передатчика георадара, в случаях, когда такая синхронизация производится не по кабелю, а по воздушной или поверхностной волне, как это реализовано в георадарах серии ГРОТ 12.

Исходя из принципа суперпозиции, интерференция электромагнитных волн существует всегда, даже когда интерферируют волны разных частот, разной поляризации от одного, двух и более источников. Результатом интерференции является интерференционная картина, проще всего наблюдаемая в оптическом диапазоне, которая может быть нестационарна во времени и пространстве, что приводит к большей или меньшей контрастности интерференционных полос.

В случае радиоволн сложнее найти возможность визуально наблюдать интерференционную картину, как это можно сделать во многих экспериментах с видимой частью солнечного спектра, однако на результат, то есть на регистрируемый приемником сигнал, она влияет.

Ввиду ограниченного спектра рабочих частот любого георадара, являющегося источником и регистратором зондирующих электромагнитных сигналов, наибольшее практическое значение в георадиолокации имеет исследование влияния интерференции на принимаемый сигнал в спектральном диапазоне от единиц до сотен мегагерц.

Рассмотрим, как интерференционная картина может влиять на затухание электромагнитных волн в среде.

### ***1.1. Потери электромагнитного излучения в природных средах***

В природных средах потери энергии электромагнитного излучения складываются из потерь на электропроводность и диэлектрических потерь (дипольно-релаксационных, ионизационных, обусловленных неоднородностью структуры – миграционных и т.д.). При этом работа внешних сил  $A_0$ , затрачиваемая на изменение напряженности поля в диэлектрике и на его поляризацию, идет не только на изменение собственно электрической энергии поля  $dW$ , но и на нагревание:

$$A_0 = dW + Q,$$

где  $Q$  – количество выделяемого тепла [11].

В микроволновой печи, например, используется механизм преобразования энергии при релаксационной поляризации, в основном, полярных молекул воды, которая присутствует в разном состоянии в разных природных средах, и, тем самым, во многом обуславливает потери энергии электромагнитных волн [12]. Как известно, большинство бытовых СВЧ-печей работает на частоте 2450 МГц, а некоторые промышленные модели в США — на частоте 915 МГц, то есть на частотах, присутствующих в верхней части спектра или близких к рабочим частотам многих георадаров.

Исследования механизма поглощения СВЧ электромагнитного излучения водой привели к обнаружению различных интересных особенностей, в частности: нелинейную частотную зависимость поглощения энергии излучения от частоты волны, зависимость поглощения от температуры воды, эффект «самопросветления» [13], при котором изменяется электрофизическое состояние воды под действием микроволнового излучения.

Упрощенно модель дипольной поляризации, характерная для молекул воды, как это впервые предположил Дебай, сводится к повороту (ориентации) в

направлении электрического поля дипольных молекул, а потери энергии  $Q$  связаны с совершением работы по преодолению сил связи, вязкости и внутреннего трения.

Помимо частотной и температурной зависимости удельного затухания  $\alpha$  известны также случаи нелинейной зависимости от напряжения, характерные для веществ с ионизационными потерями, при которых тангенс угла диэлектрических потерь растет при увеличении напряжения выше напряжения ионизации.

### ***1.2. Интерференционная картина результирующего поля зондирующего сигнала***

Поляризация диэлектрика под воздействием внешнего поля, создаваемого зондирующим импульсом, создаёт в диэлектрике дополнительное макроскопическое поле с напряжённостью  $\mathbf{E}_1$ , направленное против внешнего поля с напряжённостью  $\mathbf{E}_0$ . В результате напряжённость поля  $\mathbf{E}$  внутри диэлектрика будет выражаться равенством:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \mathbf{E}_1$$

Чем больше  $\mathbf{E}_1$ , тем сильнее взаимодействие поля сигнала со средой, больше диэлектрическая проницаемость, меньше скорость прохождения импульса по сравнению со скоростью света в вакууме.

Если в результате пространственной интерференции составляющих любой зондирующий импульс электромагнитных волн на пути его прохождения возникнут «узлы» и «пучности», то на таких участках взаимодействие поля со средой изменится.

Рассмотрим это на примере двух плоских волн с разными частотами:

$$\mathbf{E}^1 = \mathbf{E}_0^1 \cdot e^{i(\omega_1 t + \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 + \varphi_1)}$$

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E}_0^2 \cdot e^{i(\omega_2 t + \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2 + \varphi_2)},$$

где фазы первой и второй волны:

$$\Phi_1 = \omega_1 t + \mathbf{k}_1 \mathbf{r}_1 + \varphi_1$$

$$\text{и } \Phi_2 = \omega_2 t + \mathbf{k}_2 \mathbf{r}_2 + \varphi_2 \tag{2}$$

$\omega_1$  и  $\omega_2$  – циклические частоты первой и второй волны,  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  – волновые числа,  $\mathbf{r}_1$  и  $\mathbf{r}_2$  – расстояния от источника до точки наблюдения для первой и второй волны,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – начальные фазы первой и второй волны.

По принципу суперпозиции результирующее внешнее поле в области пересечения этих волн будет определяться суммой:

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}^1 + \mathbf{E}^2 \quad (3)$$

В случае одного источника (передатчика) и единой точки наблюдения  $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ . Исходя из формул (2) разность фаз двух рассматриваемых волн  $\Phi_2 - \Phi_1$  зависит от времени, так как от времени зависит член  $(\omega_2 - \omega_1)t$ .

Таким образом, для любых волн с разными частотами, то есть при условии  $\omega_2 \neq \omega_1$ , в результате расчета можно получить результирующее поле по формуле (3), характеризующее интерференционную картину даже в случае единого для них источника.

Для простоты проиллюстрируем возможную интерференционную картину нескольких синусоидальных плоских волн в одномерном случае с одинаковой начальной фазой и амплитудой без затухания. В первом случае рассмотрим интерференционную картину волн одной частоты для 4 волн. В этом случае результирующий график функции будет соответствовать функции  $F(x) = 4 \sin(x)$  (рис. 1).

Для сравнения на рисунке 1 показан график суммы синусоидальных волн, также с одинаковой начальной фазой и такой же амплитудой, но с отличающимся периодом колебаний.

Сравнение двух моделируемых интерференционных картин без затухания (рис. 1) позволяет сделать следующие выводы:

1. Интерференционная картина волн с отличающимися частотами намного более сглаженная, чем интерференционная картина когерентных волн.
2. Разнос между максимальными значениями функции  $G(x)$  составляет несколько периодов от любых ее составляющих.

3. В точках максимальных значений функция  $G(x)$  приближается к максимальным значениям функции  $F(x)$  снизу.

4. На участках между максимумами вид функция  $G(x)$  приближается к виду синусоидальной функции с меньшей частотой и амплитудой, чем для любой ее составляющей.

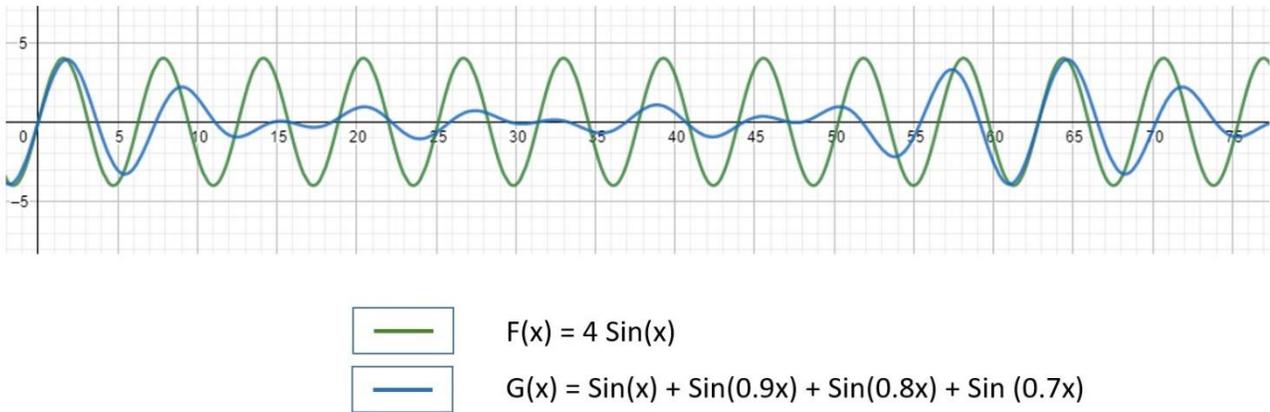


Рис. 1. Графики результатов сложения функций 4 когерентных монохроматических волн и 4 волн такой же амплитуды и начальной фазы, отличающихся периодом колебаний.

В случае моделирования взаимодействия поля гармонических колебаний  $E_f(x) = F(x)$  и поля с интерференционной картиной  $E_g(x) = G(x)$ , получим следующее:

1. В местах максимального напряжения поля и поляризации  $E_g$  сила взаимодействия со средой будет приближаться к классическому взаимодействию с монохроматическими электромагнитными волнами.

2. Энергия поля  $E_g$  перераспределяется по мере распространения, при этом частота смены поляризации ниже, чем частота составляющих волн в отдельности. Так как диэлектрические потери зависят от частоты приложенного поля (в общем случае – чем выше частоты, тем больше потери), потери на большей части пути распространения сигнала  $E_g$  будет меньше, чем для суммы потерь ее составляющих в той же среде.

Чем быстрее меняет фазу внешнее поле, тем выше потери в дебаевской модели дипольной поляризации. В случае, если в результате разных причин (изначальная эмиссия сигнала низкой частоты, результирующее поле низкой частоты благодаря эффекту интерференции, участки узлов интерференционной картине и т.п.) работа по преодолению сил связи снижается, то снижаются и потери на преобразование энергии в тепловую.

При увеличении количества слагаемых для расчета результирующей функции поля интерференционная картина становится всё более сглаженной. Для модели дипольной поляризации Дебая это означает, что поворотов молекул под действием результирующего поля (огibaющей) интерференционной картины меньше, чем было бы в сумме поворотов под действием отдельных составляющих - синусоидальных элементарных волн, то есть диэлектрические потери снижаются.

При ионизационной поляризации важным параметром для нелинейного роста потерь является рост модуля напряжения внешнего электромагнитного поля сверх порога ионизации, то есть перераспределение энергии по направлению распространения сигнала в результате интерференции также снижает ионизационные диэлектрические потери по сравнению с усиливающим сложением амплитуд монохроматических волн.

### ***1.3. Учет явления интерференции при затухании зондирующего импульса разной формы***

На практике глубина зондирования георадара достигает нескольких длин волн в воздухе (максимум 10 – 20) в зависимости от модели георадара, поэтому даже вторая волна синхронизации амплитуд, как правило, недостижима из-за затухания сигнала. Например, в разных природных условиях глубина зондирования сверхширокополосным моноимпульсным георадаром с антеннами с центральной частотой рабочего спектра 37 МГц составляет до 40 метров, с антеннами 25 МГц – 75 метров, а с центральной частотой 15 МГц – до 100 и более

метров (<http://www.georadargrot.com/antenna1>); имеются экспериментальные результаты с глубин 140 и более метров для антенн 15 МГц [14].

Для сравнения, традиционный георадар с квазимонохромным зондирующим сигналом и стробированием сигнала с антенной 35 МГц имеет заявленную максимальную глубину зондирования 24 метра «для сред с малым затуханием» ([https://www.geo-spektr.ru/product\\_194.html](https://www.geo-spektr.ru/product_194.html)). Моностатический георадар другого производителя с антеннами 25 МГц имеет заявленную глубину зондирования до 50 метров «при благоприятном составе грунта» ([http://geosignal.ru/catalog/georadar\\_piton-3](http://geosignal.ru/catalog/georadar_piton-3)). Георадары иностранных производителей, как правило, используют более высокие рабочие частоты и работают на первых метрах разреза.

Исходя из данных о практической глубинности в георадиолокации, исследование влияния интерференции можно ограничить 7 – 10 центральными длинами волн. Можно сделать вывод о том, что результат интерференции приводит к результирующему полю, сглаженному по частоте и амплитуде, что относится ко всей глубине зондирования, превышающей половину центральной длины волны используемого сигнала. Следовательно, вывод об уменьшении потерь относится практически ко всем глубинам, с которых получают основную информацию при георадиолокации. То есть, в георадиолокации интерференция парциальных волн видеоимпульса позволяет уменьшить их взаимодействие со средой по сравнению с выделенными монохроматическими сигналами таких же частот, и, в результате, снижаются совокупные потери энергии поля видеоимпульса. Поэтому, георадары, использующие СШП-сигналы, в которых всегда есть компоненты разной частоты, создающие сложную интерференционную картину в пространстве, всегда будут иметь, при прочих равных условиях (длина антенн, мощность в импульсе), большую глубину зондирования по сравнению с традиционными георадарами на квазимонохроматических сигналах.

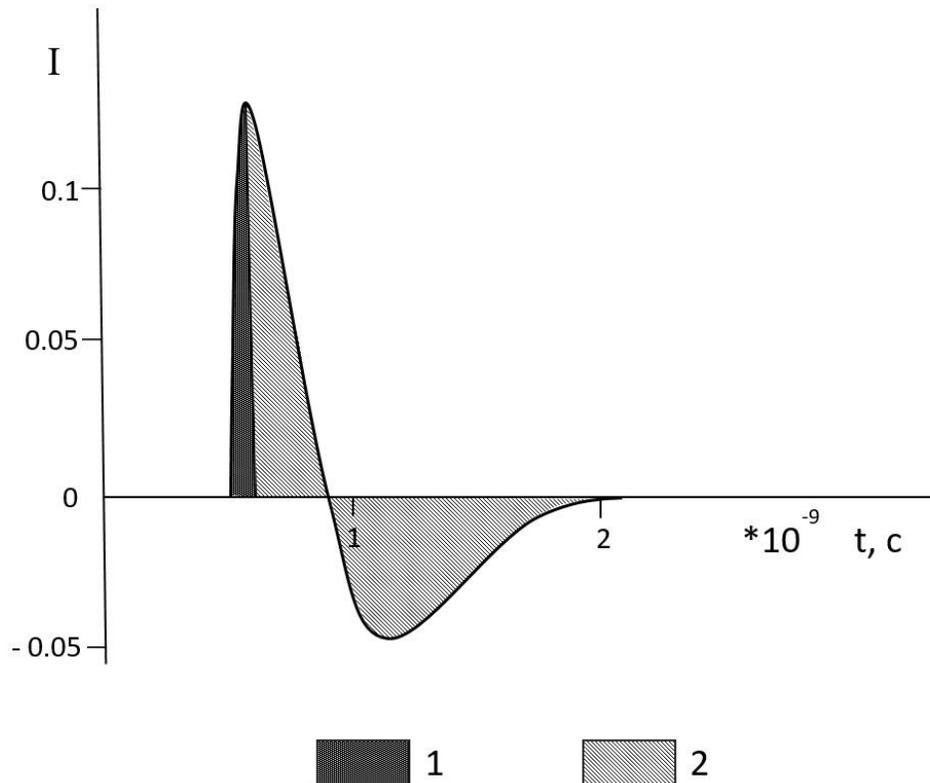


Рис. 2. Форма видеоимпульса

1 – фронт импульса, 2 – задний фронт или «хвост» импульса

По оси абсцисс время  $t$  в наносекундах, по оси ординат относительная амплитуда импульса  $I$  в условных единицах.

При проектировании глубинных георадаров стараются приблизить форму зондирующего импульса к апериодической, с максимально крутым фронтом, огибающая пересекает ноль один раз, задний фронт или «хвост» импульса больше, чем передний (Рис. 2). Такая форма импульса дает преимущества для максимального разрешения по глубине и интерпретации дифракционной картины по сравнению с сигналом синусоидальной формы. Анализ поведения огибающей позволяет сделать следующие выводы:

- направление результирующего поля импульса меняется один раз;
- времена воздействия поля переднего и заднего фронта импульса значительно отличаются.

Следует подчеркнуть, что такая идеальная форма огибающей не всегда достижима на практике, даже с учетом заданных параметров передатчика и антенн, ввиду взаимодействия с реальной средой в зоне контакта и в ближней зоне.

При разложении импульса такой формы в ряд Фурье получим ряд периодических синусоидальных волн, каждую с многократным пересечением нуля. Без учета потерь в среде и, соответственно, затухания, такое представление можно рассматривать как первое приближение решения уравнений Максвелла в задаче распространения видеоимпульса. Однако, учитывая общее представление о потерях при дипольной поляризации, например, по Дебаю, такое разложение не представляется адекватным – для оценки потерь необходимо оценить частоту смены направления действующего поля за единицу времени. Поэтому, несмотря на внешнее повторение формы огибающей на малом временном отрезке, разделение переменных и Фурье-преобразование перед решением уравнений Максвелла для видеоимпульса такой формы не оправдано.

Полученные решения уравнений Максвелла без использования стандартного разделения переменных и Фурье-разложений для разных моделей позволили найти теоретические отличия картины распространения коротких видеоимпульсов и традиционной картины медленного дисперсионного расплывания квазимонохроматического узкополосного сигнала. Например, для проводящей среды при решении телеграфного уравнения было показано, что непериодические гармоники могут затухать в проводнике медленнее, чем синусоидальные волны [5].

В работе [6] для проводящей среды было теоретически показано, что в области низких частот затухание зависит от частоты и при ее снижении может быть сколь угодно малым, но при этом происходит дисперсионное искажение формы видеоимпульса. Данный вывод часто наблюдается в экспериментах при зондировании на больших временах задержки сигналов в природных средах, где

часто регистрируются слабо спадающие по амплитуде «хвосты», аналогичные известной картине поля в электроразведке. Пример такой волновой формы показан на рисунке 3.

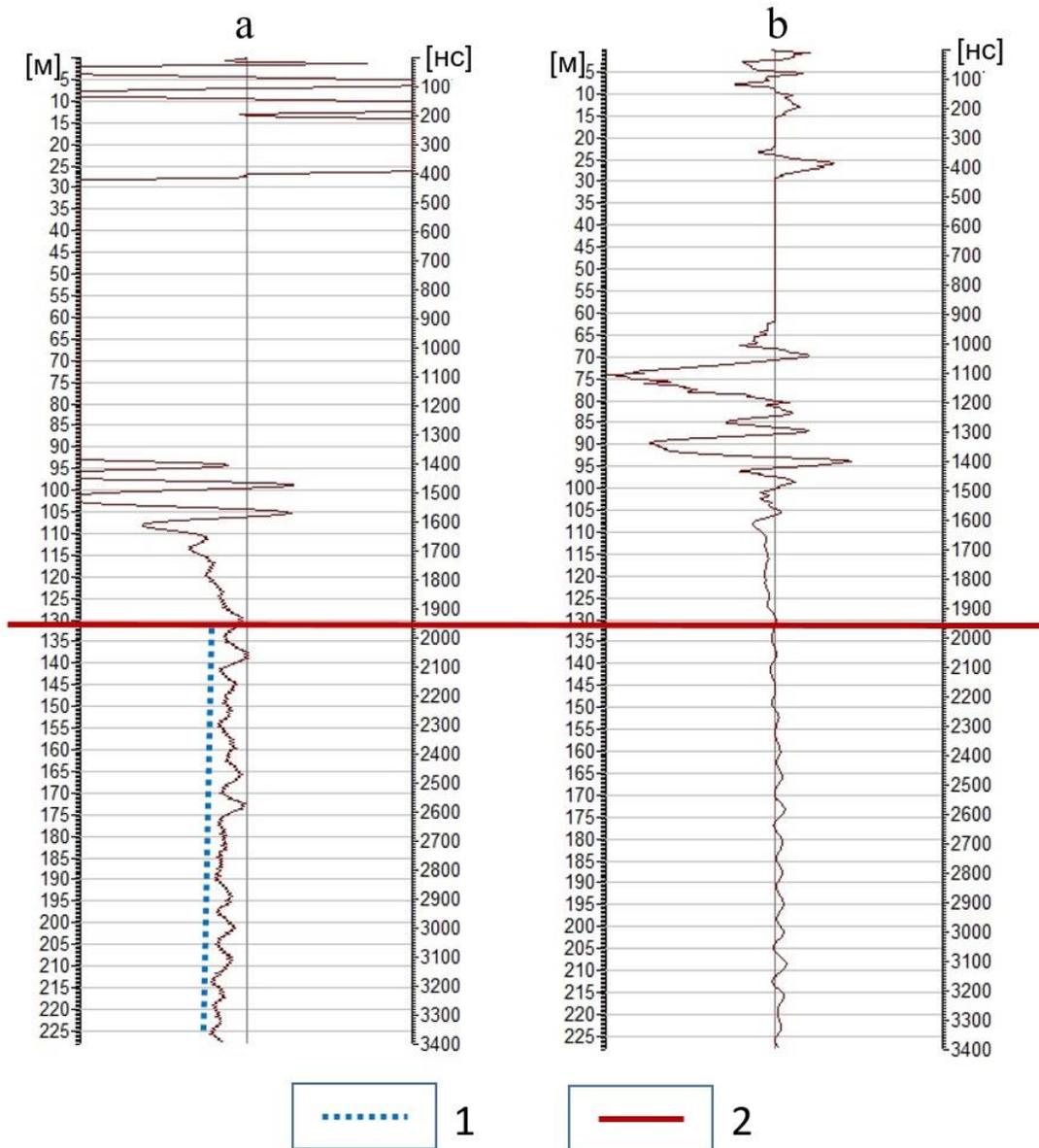


Рис. 3. Волновая форма сигнала, полученная при профилировании вблизи гигантской воронки на п-ове Ямал с георадаром ГРОТ 12 и антеннами с центральной частотой 15 МГц: исходная (а) и после обработки с вычетом огибающей (b)

1 – «хвост» регистрируемого сигнала; 2 – нижняя граница многолетнемерзлых пород

Шкала глубин приведена при среднем значении диэлектрической проницаемости  $\epsilon = 5$

В исследованиях окрестностей гигантской воронки на п-ове Ямал [14] «хвосты» наблюдались ниже основания многолетнемерзлых пород (ММП), то есть в области повышенной проводимости, где также наблюдались латеральные неоднородности на радарограммах.

В СШП-георадиолокации длительность переднего фронта зондирующего импульса составляет, как правило, 1 - 20 наносекунд. Такие характерные времена сопоставимы с характерными временами поляризации горных пород, занимающих временной интервал  $10^{-15}$  -  $10^{-7}$  с, в зависимости от вида поляризации; некоторые же процессы поляризации горных пород занимают времена 0.01-3 с [7]. Для короткого воздействия импульсов в методе георадиолокации, при котором временные задержки принимаемого сигнала даже для больших глубин не превышают  $10^{-4}$  с, относительно более медленные процессы поляризации можно рассматривать как стационарные.

Учитывая сложный состав и разное состояние природных сред при воздействии видеоимпульсами одинаковой формы можно ожидать ряд одновременно происходящих инерционных процессов: установившуюся поляризацию, переходные процессы и резонансные колебания с максимальными потерями [15].

И наоборот, только в силу инерционности процессов поляризации и сложного состава природных сред при сопоставлении разных по спектру и длительности зондирующих сигналов на одном и том же тестовом участке поляризационный ответ среды для них отличается в силу разных характерных времен вовлечения во взаимодействие ее компонентов. В результате, значения диэлектрической проницаемости на одном и том же участке с разными зондирующими сигналами получают разные и, при этом, отличающиеся от лабораторных измерений образцов.

Построение расчетных моделей распространения коротких видеоимпульсов должно основываться на нестационарном негармоническом характере поля

импульса и динамике ответа среды на результирующее внешнее поле импульса с учетом неустановившихся процессов поляризации.

Для корректного моделирования распространения СШП-импульсов интерференционную картину поля предлагается учитывать при исследовании влияния разных эффектов:

- разные типы поляризации (дипольной, ионной, электронной и т.п.);
- разные времена релаксации включений;
- миграционную поляризацию (эффект Максвелла-Вагнера), вызываемую

накоплением свободных зарядов на границах областей и слоев, обладающих разными электропроводностями. Подобная структурная поляризация становится наиболее значительной, если в горных породах присутствуют тонкие прослойки природных изоляторов – льда, нефти и т.п. [12];

- электрохимическую поляризацию на границе между твердой (минеральная матрица) и жидкой (порový раствор) фазами [8] и пр.

## **Заключение**

Попытки учесть взаимодействие со средой видеоимпульса как единого целого производились в некоторых работах, в основном, математически, путем отказа от применения классического разложения в ряд Фурье, в основном, в силу плохого соответствия сигнала при Фурье-разложении форме реальной огибающей видеоимпульса [5, 6]. Однако при этом не давалось физическое объяснение необходимости решения уравнений Максвелла без использования разложений, в первую очередь, не рассматривалось влияние интерференции на поглощение энергии в диспергирующей среде. Тем не менее, в работах [5, 6] предложено альтернативное математическое описание распространения СШП-сигналов в теории георадиолокации, которое легло в основу объяснения особенностей взаимодействия СШП-сигналов со средой и их расчета.

Проблема использования разделяющихся решений уравнений Максвелла, в том числе Фурье-преобразования, при исследованиях распространении СШП-

сигналов в диспергирующих средах с поглощением заключается не только в том, что такие разложения «плохо» описывают первичную форму огибающей СШП-сигналов, а в первую очередь в том, что они не учитывают физические свойства реальных сред в быстроменяющихся негармонических электромагнитных полях.

Интерференционную картину элементарных составляющих СШП-сигналов необходимо учитывать на всем пути распространения сигнала – от источника (или нескольких источников) до регистратора, включая интерференцию как собственных составляющих первичного импульса, так и отраженных волн от разных границ.

Понимание механизма взаимодействия радиосигналов со средой необходимо для построения корректных моделей такого взаимодействия и проектирования георадаров с требуемой глубиной зондирования в диссипативных средах, в том числе с возможностью «фокусирования» на требуемых участках зондируемой среды.

### Литература

1. Владов М.Л., Старовойтов А.В. Введение в георадиолокацию. // М.: Издательство МГУ, 2004, 153 с.
2. Волкомирская Л.Б., Гулевич О.А., Ляхов Г.А., Резников А.Е. Георадиолокация больших глубин. // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2019. №4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.4.6>
3. Черемисин А.А., Васильев Ю.В., Оленченко В.В., Эпов М.И., Тойб Р.Е., Шнипов И.С., Широков С.В., Болтинцев В.Б. Возможности сверхширокополосной георадиолокации низкоомных геологических сред. // Геология и геофизика. 2018. Т.59. №2. С.256 – 267.
4. Волкомирская Л.Б., Гулевич О.А., Резников А.Е. О влиянии формы импульса на перспективы каротажного радиозондирования. // Геология и геофизика. 2020 (в печати).

5. Шварцбург А.Б. Видеоимпульсы и непериодические волны в диспергирующих средах (точно решаемые модели). // УФН. 1998. 168. №1. С.85 – 103.
6. Волкомирская Л., Гулевич О., Руденчик Е. Георадиолокация в средах с дисперсией. Зависимость амплитуды и формы импульса георадара от дисперсии среды. // Из-во LAP (Lambert Academic Publishing), Саарбрюккен, 2013. 81 с.
7. Светов Б.С. Основы геоэлектрики. // М. Издательство ЛКИ. 2008. 656 с.
8. Кожевников Н.О. Быстропротекающая индукционно-вызванная поляризация в мерзлых породах // Геология и геофизика. 2012. Т.53. №4. С.527-540.
9. Владов М.Л., Судакова М.С. Опыт диэлектрических измерений с использованием георадара в лабораторных условиях // Вестник МГУ. Геология. 2009. №5. С.55-57.
10. Набатов В.В., Морозов П.А., Семенихин А.Н. Выявление подземных коммуникаций на площадке строительства с помощью георадаров с резистивно-нагруженными антеннами // Москва, Горный информационно-аналитический бюллетень. 2012. №10. С.120 – 134.
11. Тамм И.Е. Основы теории электричества. // М. Наука, 1966, 624 с.
12. Аузин А.А., Зацепин С.А. О дисперсии диэлектрической проницаемости геологической среды (применительно к интерпретации материалов метода георадиолокации) // Вестник Воронежского гос. ун-та. Сер.: Геология. 2015. №4. С.122 – 127.
13. Князев В.Ю., Косый И.А., Малых Н.И., Ямпольский Е.С. Проникновение микроволнового излучения в воду (эффект «самопросветления») // Журнал технической физики. 2003. Т.73. №.11. С.133 – 136.
14. Гулевич О.А. Георадиолокация больших глубин. // Электромагнитные и плазменные процессы от недр Солнца до недр Земли: Юбилейный сборник ИЗМИРАН-75. Т.2 / Под ред. В.Д. Кузнецова. М.: ИЗМИРАН, 2018. С.120-133.

15. Волкомирская Л.Б., Гулевич О.А., Резников А.Е. Особенности влияния динамических электрофизических характеристик среды и их температурной зависимости на распространение сверхширокополосного электромагнитного импульса. // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т.57. №2. С.262 – 270.

**Для цитирования:**

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>