

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени К.И. САТПАЕВА

В.Г. Бреславцев

**ВЫЗВАННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РУДНЫХ ТЕЛ
ПОЛИМЕТАЛЛОВ И ЗОЛОТА**

Рекомендовано Научно-методическим советом университета
в качестве учебного пособия

Алматы 2012

УДК 622.37 (075.8)

Б 87

Б 87 Бреславцев В. Г. Вызванная поляризация рудных тел полиметаллов и золота: Учеб. пособие. – Алматы: КазНТУ, 2012. – 217 с.
Ил. 94. Табл. 5. Библиогр. – 152 назв.

ISBN 978-601-228-368-6

В учебном пособии даётся изложение начал одного из основных методов рудной электроразведки, рассмотрены результаты экспериментального исследования явления вызванной поляризации рудных тел и дано его теоретическое описание применительно к поискам полиметаллических и золоторудных месторождений. Акцент сделан на выявление рудных тел в древних углефицированных и графитизированных сланцевых толщах пород, которые характеризуются высоким уровнем поляризуемости, приведено много примеров по месторождениям Казахстана.

Учебное пособие предназначено для студентов геофизической специальности. Оно также может быть полезно студентам-геологам, инженерам и научным работникам.

УДК 622.37 (075.8)

Рецензенты:

Д.Ш. Садыков, д-р геол.-минер. наук, проф., акад. КНАЕН

М.М. Рахымбаев, д-р техн.наук

Е.А. Алипбеков, вед. науч. сотр.

Института сейсмологии МОН РК

Печатается по плану издания Министерства образования и науки Республики Казахстан на 2012 г.

ISBN 978-601-228-368-6

© Бреславцев В.Г., 2012

© КазНТУ, 2012

ПРЕДИСЛОВИЕ

При поисках и разведке полиметаллических и золоторудных месторождений геофизическими методами ведущая роль принадлежит электроразведке, а из её арсенала – методу вызванной поляризации (ВП). Изучение его предусмотрено государственным образовательным стандартом и типовым учебным планом. В учебниках по электроразведке (выпущенных довольно давно) этому методу отводится совершенно недостаточно места, а методическая монография [47], выпущенная ещё в 1980 г., стала библиографической редкостью. В связи с этим для ликвидации образовавшегося дефицита в необходимых литературных источниках, представилось необходимым издание учебного пособия. К этой же мысли привели и публикации в СМИ статей о необходимости интенсификации поисков руд в связи с сокращением запасов эксплуатируемых месторождений. Кроме того, хотелось глубже изложить предмет, чем это позволяют жёсткие рамки программы.

В основу книги положен курс лекций, которые автор читал студентам геофизической специальности в Казахском национальном техническом университете имени К. И. Сатпаева (базирующийся в значительной степени на его собственных исследованиях). Его применение в учебном процессе рассчитано не только для аудиторных занятий, но и (даже в большей степени) в самостоятельной работе студентов, особенно при их обучении в магистратуре. Книга, предназначенная для геофизиков, может служить пособием студентам других специальностей геологического профиля, а также инженерам и научным работникам. В ней последовательно изложены основные разделы изучаемого предмета: теория, методика, интерпретация результатов измерений и приведены полевые примеры применения метода ВП при поисках рудных тел в особо трудных геоэлектрических условиях (локализация рудных тел в поляризующихся породах и под мощным покровом рыхлых отложений). В книге сделаны ссылки только на самые важные источники, чтобы дать возможность начи-

нающему исследователю углубиться в специальную литературу, но в то же время не перезагрузить её.

Я благодарен, прежде всего, профессору кафедры геофизики КазНТУ А.Н. Нурмагамбетову за организацию издания рукописи книги. Выражаю свою признательность рецензентам, каждый из которых прочитал рукопись и дал мне полезный совет. Считаю своим приятным долгом с благодарностью отметить помощь и поддержку в проведении исследований профессора А.А. Непомнящих, а также руководителей производственных организаций П.С. Ревякина, М.Д. Нурпеисова и др.

ВВЕДЕНИЕ

Явление вызванной поляризации применительно к разведочной геофизике изучалось в различные годы многими исследователями (это видно из далеко неполного списка литературы – в конце книги). Анализ полученных ими результатов дан в работе [47]. Метод ВП был запатентован К. Шлюмберже [130] еще в 1912 г., но попытка автора применить его в полевых условиях была неудачной, неудачными оказались и усилия других геофизиков [47]. Лишь в пятидесятые годы он получил практическое применение – вначале при каротаже скважин [34], а затем и в полевых условиях [47] благодаря усилиям большого коллектива геофизиков – имена некоторых из них указаны в библиографии. А к концу шестидесятых годов метод ВП вышел на первое место в мире среди геофизических методов, применяемых при поисках рудных месторождений. Огромные площади на территории союзных республик были исследованы этим методом. Но восторг ожидания поисковых открытий сменился разочарованием, т. к. при проверке многих аномалий ВП не было обнаружено рудной минерализации. Стало очевидным существование других, не связанных с рудными объектами, причин возникновения вызванной поляризации.

Были выполнены многочисленные исследования по разработке теории, методики, техники метода, представленные серией работ, среди которых выделяются: фундаментальная теоретическая монография С.М. Шейнманна [128] и методическое руководство В.А. Комарова [47]. Все же многие проблемные задачи метода не были освещены. Эти задачи следуют из обширной практики применения метода, в которой часто возникающими вопросами были такие, как: Чем объяснить отсутствие аномалий ВП над известными, хорошо изученными на основе буровых скважин, рудными телами? Какими источниками созданы интенсивные и обширные по площади аномалии ВП над "пустыми" породами? Почему резко изменяется интенсивность обширных "ложных аномалий" в зависимости от условий локализации токовых электродов? И другие.

Некоторые исследователи, в частности [63, 68, 78], пришли к выводу о том, что область применения метода ВП ограничивается косвенными поисками рудных месторождений. "Основной задачей метода ВП, подчеркивается в Руководстве [78], является выделение и оконтуривание широких зон рудной минерализации и картирование графитизированных и других поляризующихся пород".

В предлагаемой читателю работе сделана попытка теоретически рассмотреть пространственно-временные закономерности электрического поля, связанные с явлениями поляризации, происходящими под действием пропускаемого через геологическую среду электрического тока, и ответить на поставленные вопросы. Для этого необходимо было отказаться от феноменологического подхода к описанию явления [47, 150], при котором эффект ВП сводится к простому увеличению удельного электрического сопротивления объекта, что приводит к потере специфических особенностей поля ВП (обусловленных двойным электрическим слоем с переменной плотностью), которые и представляют основной интерес. Также пришлось отказаться и от капиллярной модели "пустой породы" [63, 92, 124], представляющей частный случай среды, удобный лишь для описания электрокинетических явлений, проходящих на молекулярном уровне и имеющих второстепенное значение [28] по отношению к наиболее общему процессу диффузии (как в жидких, так и твёрдых телах), проходящих на атомном уровне [8].

В ней рассмотрены вопросы, не получившие освещения в монографиях [24, 47, 63, 128], такие как: вращение вектора поляризации рудных тел, поле поляризации "пустых" горных пород, поле поляризации токовых электродов, выделение полей рудных тел из суммарного поля ВП.

Основой её являются результаты экспериментальных исследований, выполненных на колчеданных, полиметаллических, свинцово-цинковых, медных и золоторудных месторождениях, на безрудных участках, а также данные физического моделирования и лабораторных измерений. На этой основе построены: теоретическое описание пространственных, временных и частотных закономерностей полей ВП (в соответствии с классическими представлениями электрохимии и электродинамики), а затем – способы обработки полевых данных, их представление в итоговых материалах, и интерпретация. Определяющее значение для успешного решения поисково-разведочных за-

дач придается соблюдению методических и технических условий полевых измерений. Перечисленные экспериментальные данные входят как составные части во все разделы книги.

Изучаемое поле ВП рассматривается как суммарное, состоящее из трех основных слагаемых: поля ВП электронно-проводящего объекта (рудного тела), поля ВП ионно-проводящей вмещающей геологической среды, и поля ВП источников поляризующего поля – токовых электродов (каждый из которых представляет собой электрохимическую систему). Все три слагаемые поля характеризуются определенными временными особенностями, что создает возможность раздельного их выделения. Эта важная концепция определяет методический подход к выделению "рудных" аномалий, а в итоге – эффективность поисков рудных тел в условиях интенсивных полей ВП, связанных с вмещающими породами.

Часть первая

ОСНОВЫ ТЕОРИИ

1. ОСНОВАНИЯ ТЕОРИИ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИРОДНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И ИОННЫХ ПРОВОДНИКОВ

Прохождение электрического тока через горные породы и руды сопровождается электрохимическими процессами, приводящими к образованию избыточных зарядов в рудных телах, вмещающих их горных породах и на токовых электродах [67]. Это явление принято называть вызванной поляризацией в отличие от электрической поляризации (электризации), не связанной с электрохимическими процессами. Электрические поля, обусловленные вызванной поляризацией объектов, называют полями вызванной поляризации (ВП). Для указания источника поля целесообразно добавление к термину "вызванная поляризация" названия объекта (вызванная поляризация рудных тел, – горных пород – или – токовых электродов). Поскольку электрические поля обладают свойством аддитивности, то поля ВП природных электронных проводников, ионно-проводящих горных пород и токовых электродов можно рассматривать отдельно, определив в дальнейшем их относительную роль в суммарном поле ВП.

1.1. Общие положения теории вызванной поляризации электронных проводников

В основу теоретического рассмотрения вызванной поляризации электронно-проводящих объектов положены утвердившиеся представления теории электричества и теории электрохимических процессов.

В теории электричества [36, 116] принимается, что электрические поля создаются избыточными электрическими зарядами. При этом, если известен закон распределения зарядов на поверхности и внутри объекта, можно определить электрическое поле этих зарядов на земной поверхности. Основываясь на положениях электрохимической кинетики и результатах изучения вызванной поляризации природных электронных проводников [34, 52, 86] можно считать очевидным, что поле вызванной поляризации электронно-проводящего объекта создается изменяющимся во времени двойным электрическим

слоем, образующимся на границе между электронным проводником и ионно-проводящей вмещающей средой в результате электрохимических процессов, протекающих под воздействием внешнего электрического поля.

При такой постановке задачи, если определить плотность q зарядов, возникших в результате электрической поляризации и составляющих одну обкладку двойного слоя (расположенную на поверхности электронного проводника), и плотность p зарядов, возникших в результате электрохимических процессов и составляющих вторую (внешнюю по отношению к электронному проводнику) обкладку двойного слоя, можно определить и электрическое поле двойного слоя на земной поверхности. Для этого воспользуемся известными из теории электричества решениями задач для полей зарядов. Особенность будет состоять лишь в том, что плотности зарядов двойного слоя следует рассматривать как переменные во времени. Потенциал и напряженность поля двойного слоя определятся путем суммирования соответствующих величин для простых слоев.

Для уяснения пути решения задачи о поле ВП электронного проводника рассмотрим строение двойного электрического слоя и процессы, приводящие к его изменению, в соответствии с существующими в электрохимии представлениями [35, 108, 124, 126].

На любой твердой поверхности, контактирующей с жидкостью, с течением времени спонтанно образуется двойной электрический слой [108], строение которого зависит как от свойств твердого тела, так и от свойств жидкости. Вместе с этим тело приобретает определенный потенциал. Его установление тесно связано с образованием двойного электрического слоя. У электронного проводника он образуется в результате обмена электронами и ионами между твердой и жидкой фазами среды. Скорость образования двойного слоя (и установление потенциала электронного проводника) прежде всего зависит от электрохимических активностей электронного проводника и ионов в растворе. Количественно скорость обмена ионами принято характеризовать величинами плотностей тока j_a – перехода катионов в раствор – и j_k – обратного их осаждения на поверхность проводника. Двойной электрический слой, образующийся на поверхности электронного проводника, имеет строение, схематически показанное на рис. 1.

Он состоит из двух обкладок (слоев): внутренней, располагающейся на поверхности проводника и имеющей относительно малую толщину, и внешней – расположенной диффузно на некотором расстоянии от внутренней. Положение обкладок в пространстве определяют по максимальной плотности их зарядов. Исходя из того, что эта схема соответствует статистическому во времени распределению ионов, находящихся в непрерывном тепловом движении, переход от одной обкладки к другой следует рассматривать как непрерывный с постепенным изменением плотности зарядов. Между обкладками двойного слоя располагаются молекулы растворителя и различных адсорбированных веществ. Общая толщина μ двойного слоя складывается из толщины δ , отвечающей приблизительно радиусу сольватированного иона – **плотная** часть двойного слоя – и толщины λ **диффузной** его части. Величина δ обычно равна нескольким ангстремам (в воде $\delta = 1,3 \cdot 10^{-8}$ см). Толщина диффузной части слоя теоретически бесконечна, но с учетом практически требуемой точности её можно характеризовать конкретными цифрами: в чистой воде $\lambda = 10^{-4}$ см, а в концентрированных растворах величина λ меньше, чем δ . Диффузность двойного слоя также уменьшается при повышении потенциала электронного проводника.

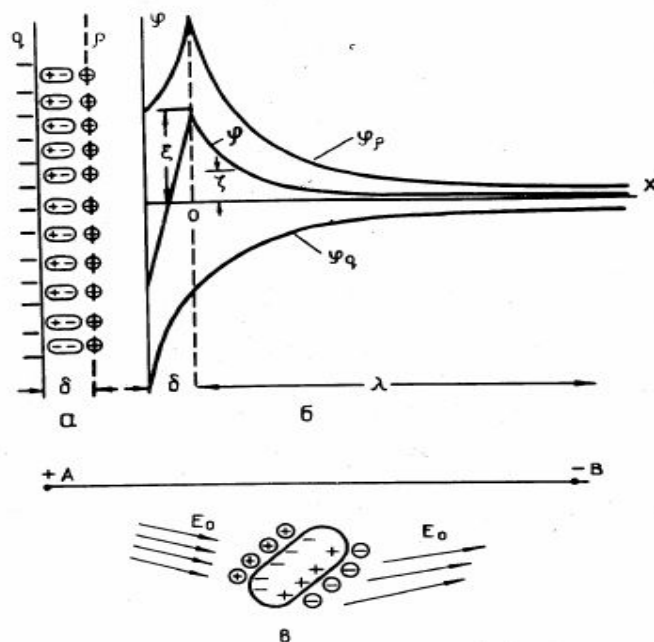


Рис. 1. Схемы а – строения двойного электрического слоя; б – изменения потенциалов в слое; в – распределения зарядов у поверхности электронно-проводящего объекта

Величина разности потенциалов $\Delta\phi$ между электронейтральным раствором и электронным проводником определяется уравнением Нерста [120]

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 + \frac{RT}{zF} \sum_{i=1}^n \nu_i \ln a_i, \quad (1)$$

где $\Delta\phi_0$ – нормальная (стандартная) разность потенциалов при активности ионов a_i , равной единице;

a_i – активность (эффективная концентрация) ионов (в сильно разбавленных растворах активность приблизительно равна концентрации);

ν_i – стехиометрический коэффициент i -х ионов;

z – валентность электродной реакции;

R – универсальная газовая постоянная;

T – абсолютная температура;

F – число Фарадея.

Избыточная объемная плотность зарядов ионов ρ в любой точке среды определяется [108, 120] выражением

$$\rho = -F \sum_{i=1}^n z_i c_{0i} e^{-\frac{z_i F}{RT} \phi}, \quad (2)$$

где ϕ – потенциал точки, в которой определяется ρ ;

c_{0i} – концентрация ионов в глубине раствора, где $\phi = 0$;

z_i – валентность i -х ионов (необходимо иметь в виду, что эта величина принимает как положительные, так и отрицательные значения).

Если электронный проводник контактирует с жидкостью достаточно длительное время, то между плотностями токов j_a и j_k устанавливается постоянное соотношение. Равенство $j_a = j_k = j_0$ соответствует равновесному состоянию двойного электрического слоя. Величину j_0 принято называть **плотностью тока обмена** (термин введен академиком А.Н. Фрумкиным). Равновесное состояние двойного слоя (и соответствующее ему равновесное значение потенциала электронного проводника) не означает отсутствия всяких процессов в двойном слое, а лишь свидетельствует о равенстве скоростей процессов окисления и восстановления электронного проводника. При неравенстве, но постоянстве соотношения величин j_a и j_k двойной слой находится в стационарном состоянии, которому соответствует стационарный потенциал электронного проводника.

Наложение внешнего электрического поля приводит, прежде всего, к электризации электронно-проводящего объекта, вследствие чего нарушается равновесное (или стационарное) состояние двойного слоя и изменяется потенциал электронного проводника. Также нарушается постоянство соотношения j_a и j_k . Мигрирующие к электронному проводнику (или от него) под действием внешнего электрического поля ионы и изменение скорости обмена катионами между электронным проводником и раствором приводят к изменению плотности зарядов обкладок двойного слоя. При этом изменение плотности зарядов происходит неодинаково в различных участках двойного слоя, облегающего объект, в зависимости от величины и направления вектора электрической поляризации и внешнего электрического поля, т. е. наложение внешнего электрического поля в конечном итоге вызывает поляризацию электронного проводника, в которой участвует электрохимический процесс обмена ионами (окисление – восстановление). Эту поляризацию называют вызванной.

Становление вызванной поляризации происходит в течение некоторого времени до тех пор, пока на каждом участке двойного слоя не устанавливается равенство между полями внешнего источника и двойного слоя. Скорость изменения зарядов двойного слоя определяется, прежде всего, соотношением между количествами ионов, мигрирующих из глубины раствора к поверхности проводника, и окисленных или восстановленных на ней.

На процесс поляризации электронного проводника большое влияние оказывает адсорбция ионов (или полярных молекул). При этом могут быть адсорбированы ионы каких-либо поверхностно-активных веществ, имеющих в растворе. Например, может иметь место адсорбция атомов кислорода. С веществами легко окисляемыми кислород должен образовать окислы. На поверхности инертных веществ атомы кислорода могут оставаться в адсорбированном состоянии. В обоих случаях адсорбция вещества окажет влияние на строение двойного слоя. Поверхностно-активные вещества, адсорбирующиеся на поверхности, влияют на скорость и величину поляризации как в сторону снижения, так и в сторону повышения её [118, 125]. Адсорбция влияет на скорость поляризации двояко: во-первых, изменением числа зарядов у поверхности проводника, во-вторых, изменением её за счет поверхностно-активных веществ. Поляризация может также зависеть и от других причин. То есть поляризация является до-

вольно сложным процессом, определяемым рядом факторов, роль которых зависит от конкретных условий: напряженности внешнего электрического поля, концентрации раствора и др. Поэтому, прежде чем переходить к выводу теоретических выражений, описывающих вызванную поляризацию природных электронных проводников, рассмотрим геоэлектрические условия, в которых она происходит, и оценим роль отдельных факторов и видов поляризации в суммарном процессе.

1.2. Геоэлектрические условия поляризации природных электронных проводников

Вызванная поляризация природных электронных проводников происходит в специфических условиях, в связи с чем возникает необходимость их рассмотрения для определения возможности использования положений электрохимии применительно к ней.

Плотность тока в породах и рудах

Величина плотности тока, протекающего через границу фаз – электронный – ионный проводники – имеет решающее значение в кинетике электрохимических процессов. В зависимости от плотности тока может преобладать тот или иной процесс, при этом может даже меняться знак вызванной поляризации.

Обычно при проведении электроразведочных работ методом ВП создаются напряженности электрического поля в горных породах порядка 0,1–10 мВ/м. Соответствующие им плотности тока колеблются в пределах 10^{-5} – 10^{-7} А/м².

Плотности токов, протекающих через токовые электроды на несколько порядков больше, как правило, единицы А/м².

Состав и концентрация солей, растворенных в подземных водах

В электрохимии обычно рассматриваются процессы поляризации электродов в электролите. Отличительной особенностью поляризации природных электронных проводников является то, что для них ионно-проводящей средой являются горные породы. Тем не менее есть полное основание проводить аналогию между процессами поляризации электродов и природных электронных проводников, поскольку горные породы в естественном залегании всегда содержат в том или ином количестве влагу с растворенными в ней солями [6].

Объемное содержание влаги, находящейся в различной форме в горных породах, обычно составляет единицы – первые десятки процентов [6]. Вода, содержащаяся в горных породах, заполняет тонкие поры в породах (капиллярная вода) и облекает частицы породы как в виде отдельных частичек воды (гигроскопическая вода), так и в виде пленки (пленочная вода) толщиной порядка микрона и меньше. То есть поверхность электронно-проводящих минералов имеет контакт с водой, содержащей растворенные в ней соли различного состава.

Подземные воды имеют различную минерализацию, варьирующую от долей грамма на литр до десятков и сотен граммов на литр [6, 17, 104]. Главными химическими компонентами, обычно содержащимися в подземных водах, являются: хлор-ион (Cl^-), сульфат-ион (SO_4^{2-}), гидрокарбонатный и карбонатный ионы (HCO_3^- и CO_3^{2-}), а также ионы щелочных и щелочно-земельных металлов и окислов. В воде бывают растворены газы: углекислый, сероводород, метан и др. В небольших количествах содержатся соединения азота. Многие из ионов являются посторонними для природных электронных проводников и оказывают влияние [120] на кинетику поляризации проводников. При количественных расчетах это выражается через плотность тока обмена (или электропроводность плотной части двойного слоя) и диэлектрические проницаемости плотной и диффузной частей двойного слоя.

Исследованиями бесспорно установлено [6, 17, 90, 102, 103], что, когда при своем движении природные воды дренируют месторождения или генетически связанные с ними первичные и вторичные ореолы, они обогащаются компонентами этих месторождений и ореолов. Химический состав вод на сульфидных рудных месторождениях характеризуется наличием продуктов окисления рудных минералов: пирита, пирротина, халькопирита и др. В результате окисления этих минералов воды обогащаются сульфатами закисного и окисного железа, меди, ионами серы различной валентности – высшей в зоне окисления и низкой в зоне вторичного обогащения и первичных руд, а также свободной серной кислотой, понижающей рН вод [104]. Величина рН является одним из определяющих кинетику поляризации факторов [98].

Воды рудных месторождений обычно характеризуются довольно высокой общей минерализацией, достигающей нескольких сотен граммов на литр [6, 17, 102, 110] и резко пониженными значениями рН – до 3-х и менее. В глубинных водах полиметаллических место-

рождений величина рН увеличивается, достигая 8. Общая минерализация вод и их кислотность увеличиваются с повышением содержания пирита [17]. Это обусловлено тем, что пирит является основным поставщиком серной кислоты, переводящей слаборастворимые сульфиды в хорошо растворимые сульфаты.

Воды угольных месторождений большей частью слабо минерализованы [89]. Повышение минерализации наблюдается там, где пласты угля пиритизированы, что является довольно частым явлением. Каменные угли понижают рН вод [104].

Сведения о природных электронных проводниках

Из природных образований к электронным проводникам относятся: пирит, халькопирит, марказит, пирротин, никелин, кобальтин, арсенопирит, глаукоdot, галенит, хлоентит, лелленгит, аргентит, молибденит, висмутин, пентландит, борнит, халькозин, ковеллин, магнетит, псиломелан, пиролюзит, графит, шунгит, антрацит и некоторые другие минералы [47, 105]. Многие из указанных минералов обладают полупроводниковыми свойствами [131], но это обстоятельство не вносит [111] каких-либо изменений в изложение рассматриваемых вопросов. Удельное электрическое сопротивление электронно-проводящих минералов изменяется в пределах 10^{-4} – 10 Ом·м.

Электрохимические свойства электронных проводников, изученные многими исследователями, описаны в обобщенном виде в [104]. В ней показано, что "в концентрированных растворах окислительно-восстановительных систем сульфиды ведут себя подобно платиновому электроду. В разбавленных растворах окислительно-восстановительных систем (при концентрации менее 0,25–1 %) поведение сульфидов резко отличается от инертных электродов. Их потенциал определяется, главным образом, значением рН раствора".

Графитистые и углистые породы по электрохимическим свойствам существенно отличаются от сульфидных руд. Главнейшими их свойствами являются химическая инертность и ярко выраженная адсорбционная способность.

Горные породы, вмещающие электронно-проводящие минералы, представляют собой ионно-проводящую среду. Электропроводность пород обусловлена, в основном, присутствием в них водных растворов различных солей. Удельное сопротивление пород рудных районов колеблется в пределах от 10 до 10^4 Ом·м.

1.3. Основные компоненты вызванной поляризации электронных проводников

Вызванная поляризация электронных проводников обусловлена, в общем случае, несколькими процессами, но в зависимости от конкретных условий относительное влияние каждого из них на суммарный эффект неодинаково. Оценим возможность развития каждого из процессов в специфических для электроразведки условиях, исходя из общих положений электрохимической кинетики. (При этом будем придерживаться терминологии, принятой в [97, 108, 120], как наиболее удачной.) Прежде всего сравним два главных из них: поляризацию перехода и поляризацию диффузии.

Поляризация перехода – результат преодоления заряженной частицей потенциального барьера при проникновении ее через двойной слой: при малой напряженности поля (соответственно малой плотности тока) только небольшая часть частиц преодолевает барьер, остальные локализуются в пограничном слое, образуя поляризационный заряд.

Связь между плотностью тока j , проходящего через границу фаз, и приращением потенциала поверхности электронного проводника $\Delta\varphi$ определяется [120] выражением (3):

$$j = j_0 \left[e^{\frac{azF}{RT}\Delta\varphi} - e^{-\frac{(1-a)zF}{RT}\Delta\varphi} \right], \quad (3)$$

где a – коэффициент, изменяющийся в пределах 0–1. При $a=0,5$:

$$\Delta\varphi = \frac{2RT}{zF} \ln \left(\frac{j}{2j_0} + \sqrt{\left(\frac{j}{2j_0} \right)^2 + 1} \right). \quad (4)$$

При малых плотностях тока, когда $\Delta\varphi < \frac{RT}{zF}$, что имеет место при полевой электроразведке, **исключая область вблизи токовых электродов**, связь между плотностью тока и изменением потенциала $\Delta\varphi_n$ приблизительно линейна:

$$\Delta\varphi = \frac{RT}{zF} \cdot \frac{j}{j_0}. \quad (5)$$

При больших плотностях тока, когда $\Delta\varphi > \frac{RT}{zF}$, что имеет место на токовых электродах, изменение потенциала уже нелинейно зависит от плотности тока:

$$\Delta\varphi = \frac{RT}{azF} \cdot \ln \frac{j}{j_0}. \quad (6)$$

При больших плотностях тока диффузия не может обеспечить подвод к поверхности электронного проводника необходимого для обеспечения установленного тока количества реагирующего вещества или удаление образовавшегося в результате электрохимической реакции продукта. Вследствие замедленности диффузии изменяется концентрация ионов у границы фаз – возникает **поляризация диффузии**.

Изменение потенциала пограничного элемента поверхности электрода вследствие этого явления [120] равно:

$$\Delta\varphi_d = -\frac{RT}{zF} \sum_{i=1}^N \nu_i \ln \frac{j_{\text{lim},i}}{j_{\text{lim},i} - j}. \quad (7)$$

где $j_{\text{lim},i}$ – предельная плотность тока.

Сопоставим на основе выражений (3) и (7) **относительные роли процессов перехода и диффузии** в результирующей поляризации.

Прежде всего необходимо обратить внимание на противоположность знаков поляризационных эффектов, обусловленных этими процессами (рис. 2).

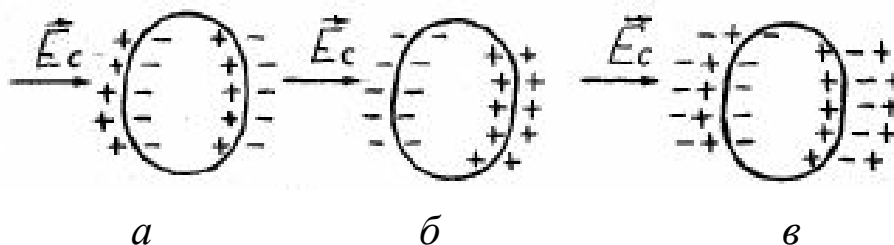


Рис. 2. Схемы поляризации объекта при процессах:
а – перехода ионов через двойной электрический слой;
б – задержки диффузии ионов; в – перехода и диффузии

Предельная плотность тока сульфидных минералов [98] практически всегда больше 1 мА/см^2 . Плотности тока обмена этих минералов по определениям автора и результатам вычислений, выполненных на основе экспериментальных данных работы [52], имеет порядок единиц – десятков мкА/см^2 . Приняв за основу эти сведения для оценочных расчетов, нетрудно установить, что при плотностях тока порядка микроампер на 1 см^2 и менее, что имеет место в полевой электроразведке, доминирует поляризация перехода. Только при очень больших плотностях тока, близких к предельным, которые

можно создать в специальных экспериментах, доминирует поляризация диффузии. Схемы локализации зарядов поляризованного электронно-проводящего объекта для различных соотношений рассматриваемых видов поляризации показаны на рис. 2. На рис. 3 показаны зависимости по уравнениям (3) и (4) рассматриваемых видов поляризации (приращений потенциала проводника от плотности тока) для одного потребляемого вещества при условиях: $j_0 = 10^{-6} \text{ А/см}^2$; $j_{\text{lim},1} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$; $z=1$.

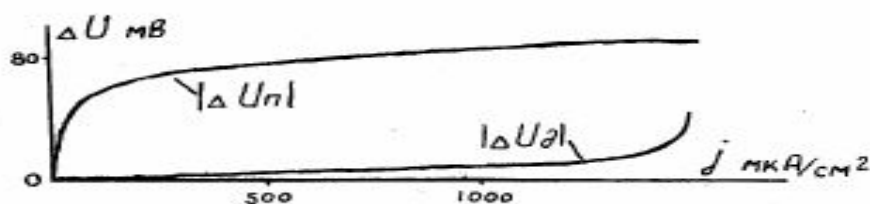


Рис. 3. Зависимости поляризаций перехода и диффузии от плотности тока

Наглядное представление о соотношениях этих видов поляризации дает пример физического моделирования, представленный на рис. 4. В этом примере (полученном в "электроразведочном баке") показаны зависимости поля ВП алюминиевого кругового цилиндра (диаметром 6 см и абсциссой центра, равной 0), погруженного в водопроводную воду и находящегося в однородном электрическом поле плоских токовых электродов (медных пластин), от плотности тока и длительности его пропускания.

При малой плотности тока, равной 10 мкА/см^2 , рис. 4 а, 4 в – увеличение длительности пропускания тока приводит к увеличению $\Delta U_{\text{ВП}}$. При большой плотности тока, равной 1000 мкА/см^2 , рис. 4 б, 4 г – наблюдается обратная зависимость: уменьшение $\Delta U_{\text{ВП}}$ при увеличении длительности пропускания тока. Эта закономерность явно выражает факт наложения двух полей противоположного знака: поля поляризации перехода и поля диффузионной поляризации. При малых плотностях тока – до 10 мкА/см^2 – напряженность поля линейно зависит от плотности тока (отношение $\Delta U_{\text{ВП}}/j$ постоянно) рис. 4 д, 4 е. При больших плотностях тока эта линейность нарушается: величина $\Delta U_{\text{ВП}}/j$ начинает уменьшаться по мере увеличения длительности пропускания тока. В этом также проявляется сложение двух компонентов разного знака.

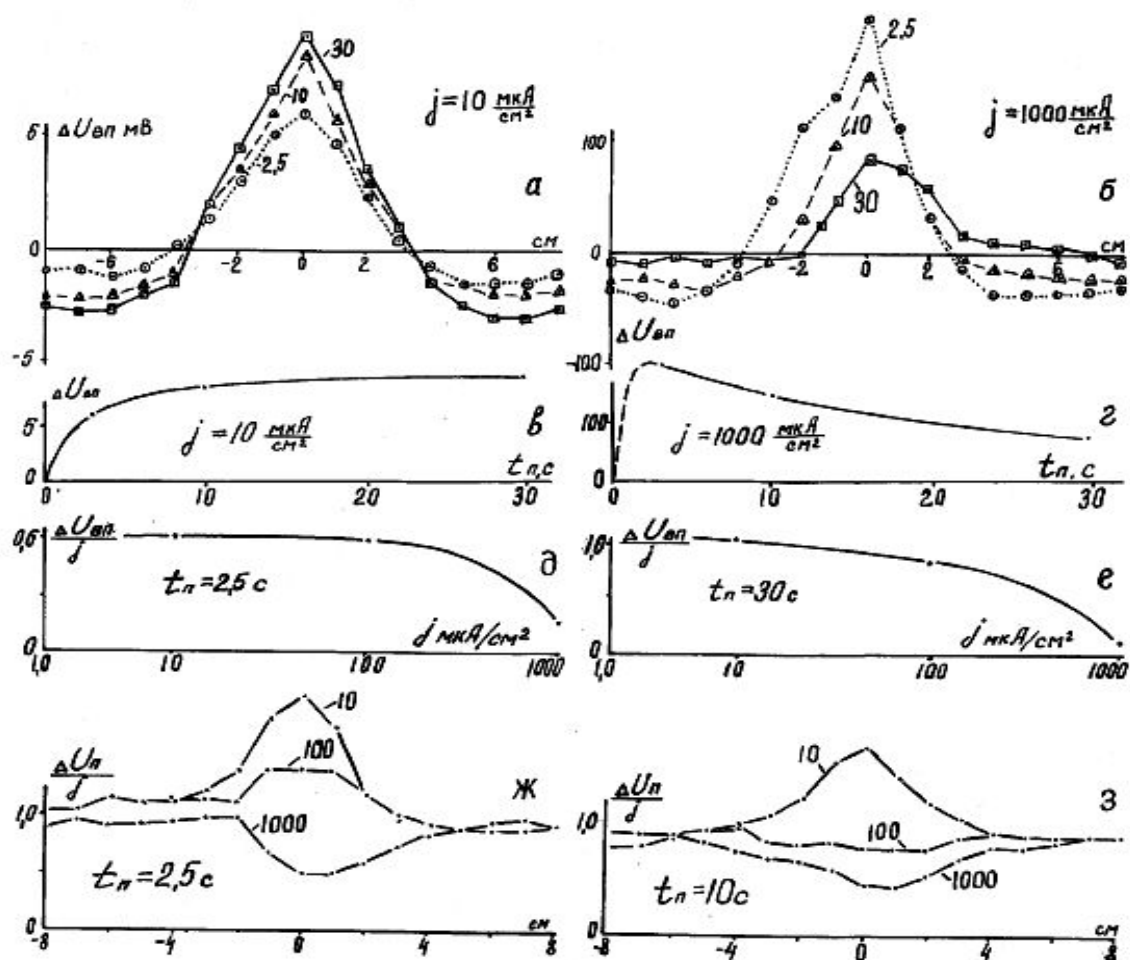


Рис. 4. Эффекты ВП и ЭП алюминиевого цилиндра (находящегося в воде, в однородном электрическом поле) в зависимости от: длительности пропуска-ния тока и его плотности (цифры у кривых:
а, б — время, с, ж, з — плотность тока, мкА/см²)

Наложение полей, обусловленных поляризацией перехода и поляризацией диффузии отражается и в форме аномальных эффектов ЭП, наблюдаемых при пропускании тока рис. 4 ж, 4 з. В этом случае электрическое поле E_c включает несколько слагаемых: 1 — внешнее поле E_e , 2 — поле E_{ep}^b электрической поляризации тела, 3 — поле E_{ip}^b вызванной поляризации того же тела, и 4 — **нормальное поле вызванной поляризации** (поле без тела) E_{ip}^u . Первые два компонента этого суммарного поля постоянны, последний изменяется со временем, но одинаково во всех точках измерений. Переменным во времени является компонент E_{ip}^b . Следует заметить, что при малой плотности тока и длительности его пропускания, достаточной для установления вызванной поляризации, амплитуда эффекта ВП от электронно-

проводящего тела больше соответствующей величины при его электрической поляризации. Поэтому электрохимический поляризованное электронно-проводящее тело проявляет себя формально – в грубом приближении – как изолятор в поле постоянного тока (но при рассмотрении по существу, как будет показано ниже, принципиально отлично от изолятора).

С увеличением плотности тока, а также длительности его пропускания возрастает влияние диффузионной поляризации и суммарный электрический эффект (эффект электропроводности) от тела начинает уменьшаться, а затем даже меняет знак (рис 4, ж, 4, з).

Поляризация перехода устанавливается, стремясь к пределу, относительно быстро, приблизительно [46] в соответствии с выражением (8)

$$\Delta\varphi = k \ln\left(1 + \frac{tj_0}{c}\right), \quad (8)$$

где k – коэффициент;

c – емкость двойного слоя;

t – время.

Поляризация диффузии устанавливается значительно медленнее, приблизительно [120] по уравнению (9):

$$\Delta\varphi_d = g \ln\left(1 + \sqrt{\frac{t}{\tau}}\right), \quad (9)$$

где g и τ – коэффициенты, определяемые формулами:

$$g = \frac{RT}{zF}; \tau = \frac{\pi}{4} D \left(\frac{zF}{j\nu} c \right); \quad (10)$$

D – коэффициент диффузии.

Особенностями становления $\Delta\varphi$ и $\Delta\varphi_d$ объясняется закономерность изменения разности потенциалов ΔU_{ip} между потенциальными (приемными) электродами, показанная на рис. 4, б и 4, з: первоначальный рост величины ΔU_{ip} , а затем – спад ее. При малых плотностях тока влияние диффузионного процесса практически незаметно и может сказываться лишь при очень длительном пропускании тока.

В практике полевых электроразведочных работ плотности тока значительно меньше, чем в рассматриваемом примере, и всегда над рудными телами наблюдаются зависимости того же типа, что и на

рис. 4, а, 4, б (только вблизи токовых электродов можно наблюдать сложные зависимости, рассмотренные в разделе 5).

Поляризация реакции является следствием замедленности одной из химических реакций, составляющих суммарный процесс на фазовой границе. Этот тип поляризации имеет место при процессе электролиза, т. е. при плотностях тока на несколько порядков превышающих плотности тока в полевых условиях. Поэтому обычно можно не учитывать этот вид поляризации. Лишь при очень длительном пропускании тока, порядка десятков минут и более, происходят заметные химические изменения в пограничной зоне рудного тела, следствием чего являются наблюдаемые через десятки минут после снятия внешнего поляризующего поля эффекты ВП.

Поляризация кристаллизации практически не возникает в условиях электроразведки из-за отсутствия необходимых условий.

Вклад различных видов поляризации в суммарный эффект ВП меняется в зависимости от плотности тока и длительности его пропускания. Следовательно, подбирая методические условия измерений, можно обеспечить преобладание определенного вида поляризации. При относительно кратковременном (порядка секунд) прохождении тока через среду в эффекте ВП от рудного тела доминирует поляризация перехода, кинетика которой определяется, в основном, электрохимическими свойствами электронного проводника, характеризуемыми плотностью тока обмена j_0 , а для питающих электродов доминирующим процессом будет поляризация диффузии.

Эти исходные позиции, принятые из самых общих теоретических положений, требуют, несомненно, основательного подтверждения. Таким подтверждением является соответствие экспериментальных материалов с теоретическими выводами и расчетами. Такое сопоставление проведено при последующем изложении содержания темы.

Четкое определение доминирующих процессов необходимо для математического описания самых основных закономерностей электрического поля электронно-проводящего объекта и поля ионно-проводящей среды. Эти основные закономерности могут осложняться другими электрохимическими (и электрокинетическими) явлениями, но выбором соответствующих методических условий измерения можно либо ослабить их до пренебрежимо малой величины, либо обеспечить их учет и исключение.

2. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОВОДНИКОВ

В этом разделе выводу теоретических выражений, определяющих поле вызванной поляризации электронного проводника, предшествует рассмотрение вспомогательных положений и соотношений, необходимых для получения конечных результатов. И только в последних параграфах даются окончательные математические формулировки, определенные названием раздела.

2.1. Становление и спад поляризации перехода

Поляризация перехода непосредственно связана с изменением строения спонтанно установившегося и существующего двойного электрического слоя. Это изменение начинается после включения или выключения поляризующего тока, создающего поляризующее поле E_0 . Его становление, а также становление поля электрической поляризации электронно-проводящего объекта происходит в течение некоторого времени, поэтому, прежде всего, оценим длительности становления того и другого для того, чтобы установить условия, при которых ими можно было бы пренебречь, рассматривая процесс поляризации.

2.1.1. Время становления поляризующего поля E_0

Его приближенно можно оценить [117, 129, 132] по формулам (для симметричной установки):

в однородной среде $t_c = 0,314L^2/\rho 10^{-3}$,

в проводящих наносах $t_c = 1,98SL 10^{-3}$,

где t_c – время становления, с;

ρ – удельное электрическое сопротивление среды, Омм;

S – электрическая проводимость наносов, См;

L – длина установки, км.

Расчет для неблагоприятных геоэлектрических условий (мощность наносов 50 м, удельное электрическое сопротивление их 5 Омм) показывает, что при разносах $L \leq 1$ км время становления поля составляет единицы миллисекунд, т. е. при большой мощности хорошо проводящих наносов необходимо соответственно выбирать ра-

знос между токовыми электродами. Этот расчет полностью согласуется с практическими данными [22].

2.1.2. Время становления электрической поляризации

Оценим его порядок, рассмотрев течение процесса на элементе границы раздела сред: ионно-проводящей и электронно-проводящей, полагая при этом отсутствие двойного слоя.

Плотность тока на такой границе нормальна к ней и определяется [116], с некоторым приближением, граничным условием

$$j_{2n} - j_{1n} = 0, \quad (11)$$

где j_{2n} и j_{1n} – нормальные составляющие плотности тока, соответственно в ионно-проводящей и электронно-проводящей средах.

Плотности токов в первой и второй средах слагаются из плотностей токов проводимости и токов смещения. Но в электронно-проводящей среде плотность тока смещения много меньше плотности тока проводимости и поэтому первой можно пренебречь. С учетом этого замечания уравнение (11) примет вид

$$j_{2n}^{\kappa} + j_{2n}^{\varepsilon} - j_{1n}^{\gamma} = 0,$$

где $j_{2n}^{\kappa} = \kappa E_{2n}$ и $j_{1n}^{\gamma} = \gamma E_{1n}$ – составляющие плотности тока проводимости;

$j_{2n}^{\varepsilon} = \varepsilon \frac{\partial E_{2n}}{\partial t}$ – составляющая плотности тока смещения;

κ – удельная электропроводность ионно-проводящей среды;

γ – удельная электропроводность электронно-проводящей среды;

ε – диэлектрическая проницаемость ионно-проводящей среды;

E_{1n} и E_{2n} – нормальные составляющие напряженности электрического поля, соответственно в электронно- и ионно-проводящей средах.

Заменяя в последнем уравнении составляющие плотностей токов их значениями, получим

$$\varepsilon \frac{\partial E_{2n}}{\partial t} + \kappa E_{2n} - \gamma E_{1n} = 0. \quad (12)$$

Величины составляющих напряженности, входящих в уравнение (12), выразим через составляющую первичного (поляризующего) поля E_{0n} и составляющую E_{qn} – зарядов, индуцированных на поверхности электронного проводника, и имеющих плотность q :

$$E_{1n} = E_{0n} - E_{qn}, E_{2n} = E_{0n} - E_{qn}. \quad (13)$$

С учетом соотношений (13) уравнение (12) преобразуется в следующее:

$$\frac{\partial E_{qn}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon}(\gamma + \kappa)E_{qn} - \frac{1}{\varepsilon}(\gamma - \kappa)E_{0n} = 0 \quad (14)$$

или

$$\frac{\partial E_{qn}}{\partial t} + PE_{qn} - Q = 0, \quad (15)$$

где

$$P = \frac{\gamma + \kappa}{\varepsilon};$$

$$Q = \frac{\gamma - \kappa}{\varepsilon}.$$

Решение уравнения (15) имеет вид [114]

$$E_{qn} = e^{-\int_{t_0}^t P dt} \left(C + \int_{t_0}^t Q e^{\int_{t_0}^t P dt} dt \right). \quad (16)$$

Подставив в выражение (16) вместо P и Q их значения, проведя интегрирование и найдя значение постоянной C , при условии, что в момент $t = 0$ $E_{qn} = 0$, получим:

$$E_{qn} = \frac{\gamma - \kappa}{\gamma + \kappa} E_{0n} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (17)$$

где
$$\tau = \frac{\varepsilon}{\gamma + \kappa}.$$

Из уравнения (17) следует, что при $t \rightarrow \infty$ – при установившейся электрической поляризации

$$E_{qn} = \frac{\gamma - \kappa}{\gamma + \kappa} E_{0n}. \quad (18)$$

Оценим время установления величины E_{qn} и, соответственно, плотности зарядов q . Для горных пород и руд [67, 88]:

$$\varepsilon = (10^{-10} \div 10^{11}) \text{ Ас/Вм};$$

$$\kappa = (10^{-1} \div 10^{-4}) \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1};$$

$$\gamma = (10^4 \div 10^{-7}) \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}.$$

Подставляя эти предельные значения в уравнение (17), нетрудно установить, что время становления электрической поляризации оценивается величинами порядка 10^{-10} – 10^{-16} секунды, т. е. оно меньше среднестатистического времени взаимодействия электрона и иона при их рекомбинации [121], поэтому можно принять при расчетах, что поле электрической поляризации устанавливается мгновенно и изменяется синхронно с внешним полем. Также из оценочных расчетов следует, что

$$j_{2n} = j_{2n}^{\kappa} \text{ и } j_{1n} = j_{1n}^{\gamma}.$$

2.1.3. Электрическое поле в двойном слое

Электрическое поле электрохимически поляризованного проводника создается зарядами двойного электрического слоя. Для вывода уравнения вызванной поляризации необходимо установить соотношения компонент электрического поля в нем. В соответствии с описанным строением двойного слоя можно выделить в его пределах две границы между средами с различными электрическими свойствами: электронный проводник – плотная часть двойного слоя и плотная диффузная его части. При рассмотрении граничных условий на этих границах необходимо принять во внимание различный порядок скоростей процессов, протекающих на этих границах, что определяет необходимость учета при рассмотрении переходного процесса вызванной поляризации как электропроводностей сред, так и их диэлектрических проницаемостей [107], и вместе с этим позволяет не учитывать электродинамические явления. Будем рассматривать двойной слой на элементе поверхности электронного проводника, считая ее плоской и перпендикулярной оси X , как показано на рис. 1.

Суммарный потенциал φ в двойном слое определяется соотношением [108]:

$$\varphi = \varphi_\rho + \varphi_q.$$

Потенциалы φ_ρ и φ_q связаны между собой вследствие взаимного влияния простых слоев. Электрическое поле E_ρ зарядов ионной обкладки двойного слоя обуславливает возникновение электрического поля E_{qr} – зарядов, индуцированных на поверхности электронного проводника. При этом оба поля в пределах двойного слоя совпадают со своими нормальными составляющими [116], поэтому в последующих выражениях индекс нормали опущен. В соответствии с выражением (18) и рис. 1 можно записать, что при $x = \delta$ – на границе электронного проводника:

$$E_{qr} = E_\rho \frac{\gamma - \kappa_\delta}{\gamma + \kappa_\delta} = \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} \frac{\gamma - \kappa_\delta}{\gamma + \kappa_\delta} \Big|_{-x=\delta},$$

где κ_δ – удельная электропроводность плотной части двойного слоя.

Приняв во внимание последнее равенство, запишем выражение суммарной напряженности поля $\tilde{E}$ на границе электронного проводника (учитывая при этом направление оси X – рис. 1):

$$\tilde{E} = E_\rho + E_{qr} = \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} \frac{\gamma - \kappa_\delta}{\gamma + \kappa_\delta} \Big|_{-x=\delta}. \quad (19)$$

Интегрируя последнее равенство, получим

$$\tilde{\varphi} = \beta_1 \varphi_\rho - \beta_1 \varphi_{\rho,0}, \quad (20)$$

где $\tilde{\varphi}$ – суммарный потенциал в плотной части двойного слоя;
 $\varphi_{\rho,0}$ – постоянная интегрирования, которую определим ниже;

$$\beta_1 = 1 + \frac{\gamma - \kappa_\delta}{\gamma + \kappa_\delta}. \quad (21)$$

Найдем теперь выражение для суммарного потенциала в диффузной части двойного слоя. Так как толщина его плотной части относительно мала, то можно считать [108] в ее пределах величины E_q и $\partial \varphi / \partial x$ постоянными т. е. принять

$$\frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow 0} = \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} \Big|_{-x=\delta}.$$

Вместе с тем необходимо учесть, что плотная и диффузная части двойного слоя имеют различные диэлектрические проницаемости. Поэтому напряженность поля зарядов двойного слоя в диффузной его части на границе с плотной (в соответствии с рис. 1) будет приближенно равна

$$E = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow 0} = \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} (\beta_1 - 1) \frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d} \Big|_{x \rightarrow 0} - \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow 0},$$

где ε_δ и ε_d – диэлектрические проницаемости, соответственно плотной и диффузной частей двойного слоя.

При значительной концентрации раствора, что соблюдается в условиях рудных месторождений, толщина диффузной части слоя приблизительно равна толщине его плотной части [108], поэтому последнее равенство будет справедливо при любых $x > 0$:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = -\frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} (\beta_1 - 1) \frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d} + \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x}. \quad (22)$$

Интегрируя выражение (22) и определяя постоянную интегрирования из условия при $x \rightarrow \infty$, $\varphi \rightarrow 0$, $\varphi_\rho \rightarrow 0$, получим выражение потенциала элемента двойного слоя

$$\varphi = \varphi_\rho \beta_2, \quad (23)$$

$$\text{где } \beta_2 = 1 - (\beta_1 - 1) \frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}. \quad (24)$$

Электрическое поле зарядов ρ определяется уравнением Пуассона [116]:

$$\nabla^2 \varphi_\rho = -\frac{1}{\varepsilon} \rho. \quad (25)$$

Также для зарядов ρ справедливо соотношение (2)

$$\rho = -F \sum_{i=1}^n z_i c_{0i} e^{-\frac{z_i F}{RT} \varphi}. \quad (2)$$

Разлагая в выражении (2) показательную функцию в степенной ряд, ограничиваясь в нем двумя членами разложения, и учтя, что в

электронейтральном растворе $\sum_{i=1}^n z_i c_{0i} = 0$, получим приближенное выражение

$$\rho = \frac{F^2}{RT} \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} \varphi. \quad (26)$$

Подставляя в уравнение (25) вместо величины ρ ее значение из выражения (26), получим, соответственно для плотной и диффузной частей двойного слоя, формулы:

$$\nabla^2 \varphi_\rho = -\alpha_1 \tilde{\varphi}, \quad (27)$$

$$\nabla^2 \varphi_\rho = -\alpha_2 \varphi,$$

$$\text{где} \quad \alpha_1 = \frac{F^2}{\varepsilon_\delta RT} \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}, \quad (28)$$

$$\alpha_2 = \frac{F^2}{\varepsilon_d RT} \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}.$$

Подставляя в выражения (27) вместо $\tilde{\varphi}$ и φ их значения из соотношений (20) и (23), получим

$$\nabla^2 \varphi_\rho = -\alpha_1 \beta_1 \varphi_\rho + \alpha_1 \beta_1 \varphi_{\rho,0} - \quad (29)$$

- для плотной части двойного слоя;

$$\nabla^2 \varphi_\rho = -\alpha_2 \beta_2 \varphi_\rho - \quad (30)$$

- для диффузной части двойного слоя.

Учитывая, что напряженность поля нормальна к элементу поверхности, составляющие ее по осям Y и Z, равны нулю. Поэтому уравнения (29) и (30) можно записать в виде

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \alpha_1 \beta_1 \varphi_\rho + \alpha_1 \beta_1 \varphi_{\rho,0} = 0 - \quad (31)$$

- для плотной части двойного слоя;

$$\frac{\partial^2 \varphi_\rho}{\partial x^2} + \alpha_2 \beta_2 \varphi = 0 - \quad (32)$$

- для диффузной части двойного слоя.

Уравнениям (31) и (32) соответствуют решения:

$$\varphi_\rho = -\varphi_{0\rho} e^{-x\sqrt{\alpha_1\beta_1}} + \frac{1}{2} \alpha_1 \beta_1 \varphi_{\rho,0} x^2, \quad (33)$$

$$\varphi_\rho = -\varphi_{0\rho} e^{-x\sqrt{\alpha_2\beta_2}}, \quad (34)$$

где $\varphi_{0\rho}$ – значение φ_ρ при $x=0$.

Подставляя в равенство (20) вместо величины φ_ρ ее значение из выражения (33), а в равенство (23), из выражения (34) получим:

$$\tilde{\varphi} = -\varphi_{0\rho}\beta_1 e^{-x\sqrt{\alpha_1\beta_1}} + \varphi_{\rho,0}\beta_1 \left(1 - \frac{1}{2}\alpha_1\beta_1 x^2\right), \quad (35)$$

$$\varphi = -\varphi_{0\rho}\beta_2 e^{-x\sqrt{\alpha_2\beta_2}}. \quad (36)$$

Для определения постоянной интегрирования $\varphi_{\rho,0}$ воспользуемся граничным условием при $x=0$ $\varphi = \tilde{\varphi} = \xi$. Находя из выражений (35) и (36) значения φ и $\tilde{\varphi}$ при $x=0$ и приравнявая их, определим:

$$\varphi_{\rho,0} = \varphi_{0\rho} \left(1 - \frac{\beta_2}{\beta_1}\right). \quad (37)$$

Подставляя найденное значение постоянной интегрирования в формулу (35) и учитывая, что $\xi = \varphi_{0\rho}\beta_2$, из выражения (36) получим

$$\tilde{\varphi} = \xi \frac{\beta_1}{\beta_2} \left[e^{-x\sqrt{\alpha_1\beta_1}} - \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1} \left(1 - \frac{1}{2}\alpha_1\beta_1 x^2\right) \right], \quad (38)$$

$$\varphi = \xi e^{-x\sqrt{\alpha_2\beta_2}}. \quad (39)$$

Определим теперь составляющие напряженности суммарного поля.

На границе электронного проводника с плотной частью слоя в проводнике величина нормальной составляющей электрического поля (совпадающая с ее полным значением) будет равна

$$E_{1n} = E_{0n} \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta} - E_{q\rho} - E_{q0} + E_\rho, \quad (40)$$

E_{0n} – нормальная составляющая внешнего поля в диффузной части слоя;

$E_{0n} \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta}$ – нормальная составляющая внешнего поля в плотной части слоя;

E_{q0} – нормальная составляющая поля зарядов q , возникших под действием внешнего поля.

Нормальная составляющая суммарного поля в диффузной части слоя – на границе с плотной определяется следующим соотношением:

$$E_{2n} = E_{0n} + \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (41)$$

Преобразуем выражения (40) и (41). Прежде всего учтем, что при $-x = \delta$ величина E_ρ (с учетом направления оси X) равна $\partial \varphi / \partial x$, а $E_{q\rho}$ (на основании выражения (18)) – величине $E_\rho \frac{\gamma - \kappa_\delta}{\gamma + \kappa_\delta}$. Следовательно, на границе проводника

$$E_\rho - E_{q\rho} = (2 - \beta_1) \frac{\partial \varphi_\rho}{\partial x} \Big|_{-x=\delta}. \quad (42)$$

Из соотношений (33), (34) и условия $\xi = -\varphi_0 \beta_2$ – получим выражение для φ_ρ :

$$\varphi_\rho = \frac{\xi}{\beta_2} \left[e^{-x\sqrt{\alpha_1\beta_1}} + \frac{1}{2} \alpha_1 (\beta_1 - \beta_2) x^2 \right]. \quad (43)$$

Подставляя значение φ_ρ из выражения (43) в равенство (42) найдем для $x=\delta$:

$$E_\rho - E_{q\rho} = -\xi \frac{2 - \beta_1}{\beta_2} \left[\sqrt{\alpha_1\beta_1} e^{-\delta\sqrt{\alpha_1\beta_1}} - \alpha_1 (\beta_1 - \beta_2) \delta \right] \quad (44)$$

В соответствии с соотношением (18) найдем значение

$$E_{q0} = E_{0n} \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta} \frac{\gamma - \kappa_\delta}{\gamma + \kappa_\delta}. \quad (45)$$

Подставляя теперь в выражение (40) значения соответствующих величин из равенств (44) и (45), получим

$$E_{1n} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta} (2 - \beta_1) E_{0n} - \xi \left(\frac{2 - \beta_1}{\beta_2} \right) \left[\sqrt{\alpha_1\beta_1} e^{-\delta\sqrt{\alpha_1\beta_1}} + \alpha_1 (\beta_1 - \beta_2) \delta \right] \quad (46)$$

Заменяя в выражении (41) величину φ ее значением, из равенства (39) найдем

$$E_{2n} = E_{0n} - \xi \sqrt{\alpha_2\beta_2} e^{-x\sqrt{\alpha_2\beta_2}}. \quad (47)$$

При рассмотрении процесса поляризации здесь использовано понятие электропроводности плотной части двойного электрического слоя κ_δ . В электрохимии двойной слой характеризуют плотностью тока обмена j_0 – понятием, введенным академиком А.Н. Фрумкиным [46]. Найдем связь между этими величинами.

Плотность тока [116] в плотной части двойного слоя равна

$$j = \kappa_{\delta} E_{\delta} = j_k + j_a, \quad (48)$$

где E_{δ} – величина напряженности поля в этой части слоя.

Величины плотностей токов катионов и анионов соответственно равны [108]:

$$j_k = j_0 e^{-\frac{zF}{RT} \Delta \varphi_q}, j_a = j_0 e^{+\frac{zF}{RT} \Delta \varphi_q}. \quad (49)$$

Для создания электрического поля E_{δ} , вызывающего отклонение системы: электронный проводник – электролит – от равновесного состояния, необходимо приращение потенциала $\Delta \varphi_q$. При $\Delta \varphi \ll \frac{RT}{zF}$ величина его равна

$$\Delta \varphi_q \approx E_{\delta} \delta. \quad (50)$$

Отсюда, полагая $E_{\delta}=1$, найдем $|\Delta \varphi_q| \approx |\delta|$. Следовательно, на основании равенств (48), (49) для небольших значений $\Delta \varphi_q$ можно приближенно считать

$$\kappa_{\delta,0} \approx 2 |j_0|. \quad (51)$$

При $E \neq 1$

$$\kappa_{\delta} = \frac{\kappa_{\delta,0}}{|E|} \operatorname{ch} \left(\frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_q \right). \quad (52)$$

Найдем выражение величины E_{δ} при больших значениях $\Delta \varphi_q$. Оно равно в начальный момент $t=0$, приближенному значению

$$\Delta \varphi_{q0} \approx E_{\delta} \delta + \hat{E}_d \lambda, \quad (53)$$

где $\hat{E}_d$ - среднее значение напряженности в интервале $0 < x < \lambda$.

Приближенно на основании равенств (38) и (39)

$$\hat{E}_d = \frac{1}{10} E \sqrt{\frac{\varepsilon_{\delta}}{\varepsilon_d}}. \quad (54)$$

Величина $\hat{E}_d \lambda$ представляет собой приращение потенциала ξ_i при изменении потенциала поверхности проводника на величину $\Delta \varphi_q$, т. е.

$$\xi_i = \frac{1}{10} E_\delta \sqrt{\frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}} \lambda.$$

Если естественный потенциал ξ_s значительно меньше индуцированного ξ_i при больших значениях $\Delta\varphi_q$, то в начальный момент после создания внешнего электрического поля

$$\xi_{0i} \approx \Delta\varphi_q - E_\delta \delta. \quad (55)$$

На основании соотношений (52)–(54) с учетом порядка величин ε_δ и ε_d по [35, 108] для больших значений $\Delta\varphi_q \gg \frac{RT}{F} \approx 25$ мВ получим

$$E_\delta = \frac{\Delta\varphi_q}{0.1\lambda \sqrt{\frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}} + \delta}, \quad (56)$$

$$\xi_{0i} = \frac{\Delta\varphi_q}{1 + 0.1 \frac{\delta}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta}}}. \quad (57)$$

2.1.4. Уравнение становления и спада поляризации перехода

При выводе уравнения будем исходить из принципа процесса поляризации, в соответствии с которым накопление заряженных ионов происходит в тонком слое, составляющем ионную обкладку двойного слоя. Накопление свободных зарядов количественно определяется уравнением непрерывности [36, 116] $\text{div}\vec{j} = -\frac{\partial\rho}{\partial t}$.

Это же накопление зарядов можно определить из уравнения (2), продифференцировав его по времени t :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = \frac{F^2}{RT} \left(\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} e^{-\frac{z_i F}{RT} \varphi} \right) \frac{\partial\varphi}{\partial t}.$$

Подставляя в уравнение непрерывности значение его правой части, из последнего равенства получим

$$\text{div}\vec{j} = -\frac{F^2}{RT} \left(\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} e^{-\frac{z_i F}{RT} \varphi} \right) \frac{\partial\varphi}{\partial t}. \quad (58)$$

Поскольку толщина ионной обкладки для принятых условий очень мала, в последнем уравнении можно перейти от объемной дивергенции к поверхностной [116], при этом правую часть его умножить на величину l , характеризующую толщину ионной обкладки, а также положить $\varphi = \xi$. Тогда

$$\text{Div}\vec{j} = -\frac{F^2 l}{RT} \left(\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} e^{-\frac{z_i F}{RT} \xi} \right) \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (59)$$

но [116]
$$\text{Div}\vec{j} = j_{1n} - j_{2n} = \gamma E_{1n} - \kappa E_{2n}. \quad (60)$$

Приравнявая правые части выражений (59) и (60) и подставляя вместо величин составляющих напряженности поля их значения, из соотношений (46) и (47) получим

$$\frac{l \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} e^{-\frac{z_i F}{RT} \xi}}{\xi + w E_{0n}} \partial \xi = -b dt, \quad (61)$$

где

$$b = \frac{RT}{F^2} \left\{ \frac{2 - \beta_1}{\beta_2} \gamma \left[\sqrt{\alpha_1 \beta_1} e^{-\delta \sqrt{\alpha_1 \beta_1}} + \alpha_1 (\beta_1 - \beta_2) \delta \right] - \kappa \sqrt{\alpha_2 \beta_2} \right\}; \quad (62)$$

$$w = \frac{RT}{F^2} \left[(2 - \beta_1) \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta} \gamma - \kappa \right] \frac{1}{b}. \quad (63)$$

Для интегрирования уравнения (61) разложим экспоненциальную функцию в степенной ряд. После этого левая часть уравнения (61) примет вид

$$\int \frac{l \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} e^{-\frac{z_i F}{RT} \xi}}{\xi + w E_{0n}} d\xi = \int \frac{l \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}}{\xi + w E_{0n}} d\xi + \dots + (-1)^p \left(\frac{F}{RT} \right)^p \int \frac{l \sum_{i=1}^n z_i^{2+p} c_{0i}}{\xi + w E_{0n}} d\xi + \dots \quad (64)$$

Интегрирование членов правой части выражения (64) дает:

$$\int \frac{l \sum_1^n z_i^2 c_{0i}}{\xi + wE_{0n}} d\xi = l \sum_1^n z_i^2 c_{0i} [\ln(\xi + wE_{0n})] + C_1;$$

$$\int \frac{l \sum_1^n z_i^3 c_{0i} \xi}{\xi + wE_{0n}} d\xi = l \sum_1^n z_i^3 c_{0i} [-wE_{0n} \ln(\xi + wE_{0n}) + (\xi + wE_{0n})] + C_2;$$

$$\int \frac{l \sum_1^n z_i^4 c_{0i} \xi^2}{\xi + wE_{0n}} d\xi = l \sum_1^n z_i^4 c_{0i} \left[(wE_{0n})^2 \ln(\xi + wE_{0n}) - 2wE_{0n}(\xi + wE_{0n}) + \frac{(\xi + wE_{0n})^2}{2} \right] + C_3;$$

$$\int \frac{l \sum_1^n z_i^{2+p} c_{0i} \xi^p}{\xi + wE_{0n}} d\xi = l \sum_1^n z_i^{2+p} c_{0i} \left[(-1)^p (wE_{0n})^p \ln(\xi + wE_{0n}) + \dots + \frac{p(p-1) \dots (p-m+1)}{m!m} (wE_{0n})^{p-m} (\xi + wE_{0n})^m + \dots + \frac{(\xi + wE_{0n})^p}{p} \right] + C_{p+1};$$

Обозначая

$$P_0(\xi) = 0;$$

$$P_1(\xi) = (\xi + wE_{0n});$$

$$P_2(\xi) = -2wE_{0n}(\xi + wE_{0n}) + \frac{(\xi + wE_{0n})^2}{2};$$

$$P_p(\xi) = (-1)^{p-1} p(wE_{0n})^{p-1}(\xi + wE_{0n}) + (-1)^{p-2} \frac{p(p-1)}{2!2} (wE_{0n})^{p-2}(\xi + wE_{0n}) + \dots + (-1)^{p-m} \frac{p(p-1) \dots (p-m+1)}{m!m} (wE_{0n})^{p-m}(\xi + wE_{0n})^m + \dots + \frac{(\xi + wE_{0n})^p}{p};$$

получим решение уравнения (61) в виде

$$l \sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} \left(w \frac{F}{RT} E_{0n} \right)^j \ln(\xi + wE_{0n}) + l \sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} P_j(\xi) \left(\frac{F}{RT} \right)^j (-1)^j + C = -bt. \quad (65)$$

Постоянную интегрирования C определим положив в уравнении (65) $t=0$:

$$C = - \left[l \sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} (wE_{0n})^j \right] \ln(\xi - \xi_0) - l \sum_{i=1}^p z_i^{2+j} c_{0i} P_j(\xi_0) \left(\frac{F}{RT} \right)^j (-1)^j, \quad (66)$$

где $\xi_0 = \xi_s + \xi_i$;

ξ_s – естественно установившийся (или остаточный) потенциал;

ξ_i – потенциал, обусловленный электрической поляризацией.

Учитывая порядок величин параметров, входящих в решение (65), можно показать сходимость составляющих его рядов.

Подставляя значение C в уравнение (65), получим

$$\begin{aligned} & l \sum_{j=0}^p \sum_{i=0}^n z_i^{2+j} c_{0i} \left(w \frac{F}{RT} E_{0n} \right)^j \ln \frac{\xi + wE_{0n}}{\xi_0 + wE_{0n}} + l \sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} (-1)^j P_j(\xi) \left(\frac{F}{RT} \right)^j \\ & - l \sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} (-1)^j P_j(\xi) \left(\frac{F}{RT} \right)^j = -bt. \end{aligned} \quad (67)$$

Приведем выражение (67) к более простому виду, применив способ последовательных приближений [78]. Учитывая порядок входящих в него величин, можно в первом приближении положить

$$\ln \frac{\xi + wE_{0n}}{\xi_0 + wE_{0n}} \approx \frac{1}{wE_{0n}} (\xi - \xi_0)$$

и ограничиться тремя членами рядов в выражении (67). При этом необходимо учесть, что в электронейтральном растворе $\sum_{i=1}^n z_i^3 c_{0i} = 0$.

Тогда левую часть равенства (67) можно представить в виде

$$- \frac{(\xi - \xi_0)}{wE_{0n}} \left[\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} + \left(w \frac{F}{RT} E_{0n} \right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} \right] l.$$

Так как при этом левая часть равенства (67) уменьшилась, то необходимо уменьшить соответственно и правую его часть. Для этого разложим ее в степенной ряд и ограничимся определенным числом членов разложения:

$$bt = \ln e^{bt} = \ln(1 + bt + \dots).$$

Таким образом, первое приближенное решение уравнения (67) будет иметь вид

$$\frac{\xi - \xi_0}{wE_{0n}} = \frac{\ln(1 + bt)}{\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} + \left(wE_{0n} \frac{F}{RT}\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i}}.$$

Во втором приближении оставим первый член левой части равенства (67) без изменения, а другие два члена представим следующим образом:

$$\frac{\xi - \xi_0}{wE_{0n}} l \left[(wE_{0n})^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} + \dots + \left(wE_{0n} \frac{F}{RT}\right)^j \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} \right].$$

Тогда, учитывая первое приближенное решение, получим:

$$l \sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} \left(wE_{0n} \frac{F}{RT}\right)^j \ln \frac{\xi + wE_{0n}}{\xi + wE_{0n}} = - \left[1 - \frac{2 \left(wE_{0n} \frac{F}{RT}\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} + \dots}{\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} + \left(wE_{0n} \frac{F}{RT}\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i}} \right] \ln(1 + bt).$$

или, в свернутом виде

$$\xi(t_p) = \frac{\xi_s + \xi_i}{(1 + bt_p)^{k_p}} - wE_{0n} \left[1 - \frac{1}{(1 + bt_p)^{k_p}} \right]. \quad (68)$$

Уравнение (68) определяет становление потенциала ξ при пропускании тока через среду (поляризации). Для получения уравнения спада потенциала после выключения тока (при деполяризации) необходимо в выражении (68) заменить величину ξ_s на значение ξ_∞ – потенциала, установившегося через время пропускания тока t_p – перед его выключением. Тогда получим выражение спада потенциала ξ :

$$\xi(t_d) = \frac{\xi_\infty}{(1 + bt_d)^{k_d}} - \frac{\xi_i}{(1 + bt_d)^{k_d}}. \quad (69)$$

Величины k_p и k_d , входящие в уравнения (68) и (69), равны:

$$k_p = \frac{\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} - \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} - \dots - 2n \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^{2j} \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} - \dots}{l \left[\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} + \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} \left[\sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^j \right] \right]}.$$

$$k_d = \frac{\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} - \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}^*\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} - \dots - 2n \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}^*\right)^{2j} \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} - \dots}{l \left[\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} + \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}^*\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} \left[\sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}^*\right)^j \right] \right]}. \quad (70)$$

Для приближенных вычислений (вполне удовлетворяющих практическим целям) можно воспользоваться более простыми, чем (62) и (63), выражениями для параметров b и w , найдем их.

Представим выражение (62) в виде:

$$b = \frac{RT \sqrt{\alpha_1}}{F^2} \left[\frac{2\kappa_\delta \sqrt{\alpha_1} \delta \gamma}{\gamma + \kappa_\delta} \left(\frac{1,4}{\sqrt{\alpha_1} \delta} e^{-1,4\delta \sqrt{\alpha_1}} + 1 \right) - \kappa \sqrt{\frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}} \right] -$$

и оценим порядок входящих в него величин.

Величина $\sqrt{\alpha_1} \approx 1,410^9 \sqrt{\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}} \text{ м}^{-1}$. По данным работ [108] и [111] среднее значение $\varepsilon_\delta/\varepsilon_d \approx 2,5/80$; $\delta \approx 1,510^{-10} \text{ м}$. Принимая во внимание эти цифры, после простых преобразований получим:

$$b \approx \frac{76\delta}{\varepsilon_\delta} \left[\frac{\gamma}{\gamma + \kappa_\delta} \kappa_\delta - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}} \kappa \right] \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}$$

$$\text{или} \quad b \approx 500(\kappa_\delta - 0,06\kappa) \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}. \quad (62^*)$$

Для величины w , после преобразований, будем иметь

$$w \approx \frac{RT}{F^2 b} \left(2\kappa_\delta \frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d} - \kappa \right) \frac{\gamma}{\gamma + \kappa_\delta}$$

$$\text{или} \quad w \approx \frac{20}{\sqrt{\alpha_1}} \left(\frac{\kappa_\delta - 0,02\kappa}{\frac{\gamma}{\gamma + \kappa_\delta} \kappa - 0,06\kappa} \right) \frac{\gamma}{\gamma + \kappa_\delta}. \quad (63^*)$$

2.2. Электрическое поле вызванной поляризации локальных электронных проводников

Уравнения (68) и (69) определяют изменение во времени потенциала вызванной поляризации, обусловленного элементом поверхности электронного проводника, при пропускании тока через среду, и после его выключения. Найдем теперь выражение потенциала поля, созданного всем объектом, воспользовавшись ими.

Заряды обкладок двойного электрического слоя с количественной стороны, можно рассматривать как связанные поверхностные заряды, расположенные в двух контактирующих средах – электронно-проводящей и ионно-проводящей. Поля таких зарядов подчинены

$$[116] \text{ граничному условию } E_{1n} - E_{2n} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} - \frac{P_{1n} - P_{2n}}{\varepsilon_0}, \quad (71)$$

где E_{1n} и E_{2n} – нормальные составляющие электрического поля в средах;

P_{1n} и P_{2n} – нормальные составляющие вектора поляризации в средах;

σ – поверхностная плотность свободного электричества между контактирующими средами;

ε_0 – электрическая постоянная.

При принятых порядках величин поляризующего поля плотность свободных зарядов относительно мала, и ею можно пренебречь. Тогда из равенства (71) следует

$$E_n = E_{1n} - E_{2n} = -\frac{P_{1n} - P_{2n}}{\varepsilon_0} = \frac{P_n}{\varepsilon_0}. \quad (72)$$

На основании соотношений (39) и (47) приближенно

$$E_{2n} = E_{0n} - \frac{\sqrt{\alpha_2}}{3} \xi. \quad (73)$$

Зная поверхностное распределение нормальной составляющей вектора поляризации, можно определить [116] потенциал поля по формуле

$$U = \iint_s \frac{P_n}{\varepsilon_0 r} ds. \quad (74)$$

На основании выражений (66), (67), (72) и (73) величина P_n равна

$$P_n = -\frac{\varepsilon_0 \sqrt{\alpha_2}}{3} \left\{ \frac{g \xi_s}{(1+bt)^k} + \frac{g \xi_i}{(1+bt)^k} - \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right] w E_n \right\}, \quad (75)$$

или $P_n = P_n^s(t) + P_n^i(t) + P_n^\delta(t),$

где $P_n^s(t) = -\frac{\varepsilon_0 \sqrt{\alpha_2} g}{3} \frac{\xi_s}{(1+bt)^k};$

$$P_n^i(t) = -\frac{\varepsilon_0 \sqrt{\alpha_2} g}{3} \frac{\xi_i}{(1+bt)^k};$$

$$P_n^\delta(t) = -\frac{\varepsilon_0 \sqrt{\alpha_2}}{3} \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right] w E_n;$$

$$g \approx \left[1 - 9 \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta}} \frac{\kappa_\delta}{\gamma + \kappa_\delta} (1 + \delta \sqrt{\alpha_1}) \right];$$

$$E_n = E_{0n} g. \quad (76)$$

Учитывая соотношения (75) и (76), выражение (74) запишем в виде

$$U = \iint_s \frac{P_n^s(t)}{\varepsilon_0 r} ds + \iint_s \frac{P_n^i(t)}{\varepsilon_0 r} ds + \iint_s \frac{P_n^\delta(t)}{\varepsilon_0 r} ds. \quad (74^*)$$

В выражении (74*) первый интеграл определяет потенциал естественно установившегося двойного слоя. Если электрохимические условия на всех элементах поверхности объекта одинаковы, то можно считать его равным нулю. Второй интеграл определяет потенциал электрической поляризации объекта. Третий – представляет потенциал поляризации перехода.

Перейдем в выражении (74*) от поверхностных интегралов к объемным на основе первой формулы Грина [36, 40] . Сделаем это

вначале для третьего интеграла. Очевидно, величина $P_n^\delta(t)$ является нормальной производной некоторой потенциальной функции W , т. е. можно обозначить $P_n^\delta(t) = \frac{\partial W}{\partial n}$. Функция $\frac{1}{\varepsilon_0 r}$ является также потенциальной [36, 40]. Поэтому, используя первую формулу Грина, получим

$$\iint_s \frac{1}{\varepsilon_0 r} \frac{\partial W}{\partial n} ds = \iiint_v \left[\frac{1}{\varepsilon_0 r} \nabla^2 W + \text{grad} \left(\frac{1}{\varepsilon_0 r} \right) \text{grad} W \right] dv.$$

Так как функция W потенциальная, а заряды расположены на поверхности объекта, то внутри объема v и вне его справедливо равенство

$$\nabla^2 W = 0. \text{ Поскольку } \frac{\partial W}{\partial n} \text{ является нормальной составляющей вектора } \vec{P}^\delta(t), \text{ то } \text{grad} W = \vec{P}^\delta(t). \text{ Следовательно, обозначая } \mathcal{G} = \frac{\sqrt{\alpha_2}}{3} w \quad (77)$$

и учитывая соотношение (76), можем записать

$$\vec{P}^\delta(t) = -\mathcal{G} \varepsilon_0 \vec{E} \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right] = \vec{P}^\delta(\infty) \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right], \quad (78)$$

где $\vec{P}^\delta(\infty) = -\mathcal{G} \varepsilon_0 \vec{E}$.

В последнем равенстве величина $\vec{E}$ представляет собой эффективное значение напряженности поля с учетом деполяризующего действия самого объекта [82]. Пренебрегая деполяризующим полем объекта, приближенно можно принять $\vec{E} \approx \vec{E}_0$. Учитывая сделанные преобразования и принятые обозначения, для третьего интеграла выражения (74*) получим равенство

$$U_\delta^* = -\iiint_v \frac{\vec{P}^\delta(t)}{\varepsilon_0} \text{grad}_\mu \left(\frac{1}{r} \right) dv = \iiint_v \frac{\vec{P}^\delta(t)}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv$$

или

$$U_\delta^* = \iiint_v \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right] \mathcal{G} \vec{E} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv, \quad (79)$$

где μ – внутренняя, а M – внешняя по отношению к объекту точки.

Выражение (79) для потенциала общеизвестно и положено в основу способов вычисления аномальных эффектов потенциальных полей объектов и их интерпретации [82, 134].

Выражение (79) получено для сплошного электронного проводника. Найдем теперь **формулу для потенциала, создаваемого объектом, представленным вкрапленностью электронных проводников**. Примем для вкрапленников сферическую форму. Тогда потенциал от одного вкрапления на основании равенства (79) будет равен:

$$U_{\delta}^{sp} = -\mathcal{G}v \frac{\cos \psi}{r^2} E \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right]$$

или

$$U_{\delta}^{sp} = P^{\delta}(t)v \frac{\cos \psi}{\varepsilon_0 r^2},$$

где v – объем электронно-проводящего включения;

ψ – угол между направлениями r и E .

Если в единице объема ς включений, не контактирующих между собой, то потенциал ВП от объекта будет равен

$$U_{\delta}^{\theta*} = \iiint_v \frac{\bar{P}^{\delta}(t)}{\varepsilon_0} \theta grad_M \left(\frac{1}{r} \right) dv = \iiint_v \frac{\bar{P}^{\delta*}(t)}{\varepsilon_0} grad_M \left(\frac{1}{r} \right) dv, \quad (80)$$

$$\text{где } \bar{P}^{\delta*}(t) = \theta \bar{P}^{\delta}(t); \quad (81)$$

θ – объемное содержание включений.

Таким образом, и для сплошных электронно-проводящих объектов, и для тел, представленных вкрапленностью электронно-проводящих включений, выражения потенциала имеют одинаковый вид – при этом такой же, как и для электро- и магнитостатических полей.

К выражению, совершенно аналогичному (80), очевидно можно свести и второй интеграл равенства (74*)

$$U_i = \iiint_v \frac{\bar{P}^i(t)}{\varepsilon_0} grad_M \left(\frac{1}{r} \right) dv, \quad (82)$$

где $\bar{P}^i(t)$ – вектор электрической поляризации электронно-проводящего объекта. Его значение может быть определено по формулам работы [82].

На основании выражений (79) и (82) получим выражение аномального эффекта электронно-проводящего тела при пропускании тока (поляризации) через среду

$$U_p^a(t_p) = \iiint_v \frac{\bar{P}^\delta(t_p)}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv + \iiint_v \frac{\bar{P}^i(t_p)}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv \quad (83)$$

или, в более развернутом виде

$$U_p^a(t_p) = \iiint_v \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv + \left[1 - \frac{1}{(1+bt_p)^{k_p}} \right] \iiint_v \left[\frac{\bar{P}^\delta(\infty)}{\varepsilon_0} - \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \right] \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv. \quad (84)$$

После выключения поляризующего тока аномальный эффект ВП будет равен

$$U_{ip}^a(t) = \frac{1}{(1+bt)^{k_d}} U_{ip}^{a*}(t_p) - \iiint_v \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0 (1+bt)^{k_d}} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv, \quad (85)$$

где $U_{ip}^{a*}(t_p)$ – величина потенциала $U_{ip}^a(t_p)$ в момент выключения тока.

Подставляя в выражение (85) вместо этой величины ее значение из равенства (84), получим

$$U_{ip}^a(t) = \frac{1}{(1+bt)^{k_d}} \left[1 - \frac{1}{(1+bt_p)^{k_p}} \right] \iiint_v \left[\frac{\bar{P}^\delta(\infty)}{\varepsilon_0} - \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \right] \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv. \quad (86)$$

При рассмотрении потенциала на поверхности земли его значение, определяемое выражениями (83)–(86) необходимо удвоить.

Обозначая

$$\begin{aligned} \bar{P}^{ip} &= \bar{P}^\delta[\infty] - \bar{P}^i(0); \bar{P}^i = \bar{P}^i(0); \\ F(t) &= \frac{1}{(1+bt)^{k_d}}; \\ \Phi(t_p) &= \left[1 - \frac{1}{(1+bt_p)^{k_p}} \right], \end{aligned} \quad (87)$$

перепишем выражения (84) и (86) следующим образом:

$$U_p^a(t_p) = \iiint_v \frac{\bar{P}^i}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv + \Phi(t_p) \iiint_v \frac{\bar{P}^{ip}}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv; \quad (88)$$

$$U_{ip}^a(t_p) = F(t) \Phi(t_p) \iiint_v \frac{\bar{P}^{ip}}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv. \quad (89)$$

При условии **однородности поляризующего поля** последним выражениям можно придать более конкретный вид и найти составляющие напряженности аномального поля подобно тому, как это сделано в работе [82] для случая постоянного тока. Для двумерных тел, поляризуемых вкrest их простирания по оси x , составляющие напряженности аномальных полей при пропускании тока через среду и после его выключения будут равны:

$$E_{xp}^a = R_x^i E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^i E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} + \Phi(t_p) \left[R_x^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} \right]; \quad (90)$$

$$E_{xip}^a = F(t) \Phi(t_p) \left[R_x^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} \right]. \quad (91)$$

Соотношение (90) определяет суммарную аномалию электрического поля объекта, находящегося в однородном поле постоянного тока. Если объект не обладает поляризуемостью, или время поляризации слишком мало, то формула (90) дает эффект электропроводности. Равенство (91) описывает электрическое поле вызванной поляризации после выключения тока.

В выражениях (90) и (91) приняты обозначения:

$$R_x^i E_{ex} = \frac{P_x^i}{\varepsilon_0}, \quad R_z^i E_{ex} = \frac{P_z^i}{\varepsilon_0}, \quad R_x^{ip} E_{ex} = \frac{P_x^{ip}}{\varepsilon_0}, \quad R_z^{ip} E_{ex} = \frac{P_z^{ip}}{\varepsilon_0} \quad (92)$$

составляющие векторов электрической и вызванной поляризаций, а $R_x^i, R_z^i, R_x^{ip}, R_z^{ip}$ – параметры, определяемые, как в работе [82], формулами:

$$\begin{aligned} R_x^i &= \frac{\gamma_r (1 + \gamma_r N_{zz})}{(1 + \gamma_r N_{xx})(1 + \gamma_r N_{zz}) - \gamma_r^2 N_{xz}^2}; \\ R_z^i &= -\frac{\gamma_r^2 N_{xz}}{(1 + \gamma_r N_{xx})(1 + \gamma_r N_{zz}) - \gamma_r^2 N_{xz}^2}; \\ R_x^\delta &= -\frac{\mathcal{G}(1 - \mathcal{G}N_{zz})}{(1 - \mathcal{G}N_{xx})(1 - \mathcal{G}N_{zz}) - \mathcal{G}^2 N_{xz}^2}; \\ R_z^\delta &= -\frac{\mathcal{G}^2 N_{xz}}{(1 - \mathcal{G}N_{xx})(1 - \mathcal{G}N_{zz}) - \mathcal{G}^2 N_{xz}^2}; \\ R_x^{ip} &= R_x^\delta - R_x^i; \quad R_z^{ip} = R_z^\delta - R_z^i. \end{aligned} \quad (93)$$

Коэффициенты деполяризации N_{xx}, N_{zz}, N_{xz} определяются формулами

$$\begin{aligned} N_{xx} &= 4\pi \frac{a \cos^2 \alpha + c \sin^2 \alpha}{a + c}; \\ N_{zz} &= 4\pi \frac{a \sin^2 \alpha + c \cos^2 \alpha}{a + c}; \\ N_{xz} &= 4\pi \frac{(c - a) \sin \alpha \cos \alpha}{a + c}. \end{aligned} \quad (94)$$

работы [82]:

В формулах (93) и (94) a и c – соответственно меньшая и большая оси эллипса, вписанного в сечение объекта;

$$\alpha - \text{угол между направлениями осей } x \text{ и } c; \quad \gamma_r = \frac{\gamma - \kappa}{\kappa}; \quad (95)$$

γ, κ – соответственно электропроводности объекта и среды;

ϑ – параметр, который можно назвать поляризационной восприимчивостью. На основании соотношений (77) и (63) он равен:

$$\vartheta \approx \frac{\kappa_\delta - \frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d} \kappa}{\left(\frac{\gamma}{\gamma + \kappa_\delta} \right) \kappa_\delta - \frac{1}{3} \kappa \sqrt{\frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}}} \left(\frac{\gamma}{\gamma + \kappa_\delta} \right). \quad (96)$$

Формула (96) наглядно отражает связь поляризационной восприимчивости с удельными электропроводностями двойного электрического слоя, электронно-проводящего объекта и вмещающей его среды. Но для практических целей более удобной представляется зависимость этой величины от параметров переходного процесса, которые можно определить из кривой спада ВП. На основании формул (63), (77), (78) и (81), в грубом приближении

$$\vartheta \approx \frac{1}{4\pi} \left(1 + 20 \frac{\kappa}{bk} \right) \theta. \quad (96^*)$$

Этот параметр связан с поляризуемостью, измеряемой по образцам пород, приближенным соотношением (вытекающим из формул (80) и (81)):

$$\vartheta \theta \approx \frac{1}{4\pi} \frac{\eta}{1 - \eta}. \quad (97)$$

Анализ полученных формул и закономерности электрического поля при электрохимической поляризации объектов будут рассмотрены ниже в свете экспериментальных данных.

2.3. Вызванная поляризация электронных проводников при переменном токе

В практике электроразведки методом вызванной поляризации, наряду с наиболее распространенным его видом, в котором используется постоянный ток, применяются также модификации, основанные на изучении амплитудно- или, чаще, фазово-частотных характеристик полей объектов при пропускании через среду токов инфранизкой частоты: от десятков Герц до сотых (даже тысячных) долей Герца [2, 61, 68, 119, 144].

Для определения аномальных электрических эффектов при переменном токе воспользуемся выражением потенциала электрического поля, полученным в предыдущем параграфе, а также в работе [10], и найдем по нему частотную характеристику, применив прямое преобразование Фурье [81], при условии включения тока в момент времени $t = 0$.

В соответствии с преобразованием Фурье частотная характеристика потенциала $U(t)$ выразится следующим образом:

$$\Phi\left(i\frac{2\pi}{T}\right) = \int_0^{\infty} U(t)e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt, \quad (98)$$

где T – период изменения поляризующего тока;

i – мнимая единица.

Запишем выражение потенциала $U(t)$ по [12] в виде

$$U(t) = U_c - \frac{1}{(1+bt)^k} U_{ip}, \quad (99)$$

где $U_c = U_{ip}^n + U_{ip}^a - U_i^a$;

U_{ip}^n – потенциал нормального поля, который примем постоянным;

U_{ip}^a – потенциал аномального поля вызванной поляризации при $t \rightarrow \infty$;

U_i^a – потенциал аномального поля электрической поляризации.

(В этом параграфе индексы у параметров опущены для простоты записи)

Подставляя в выражение (98) вместо функции $U(t)$ ее значение из равенства (99), получим

$$\Phi\left(i\frac{2\pi}{T}\right) = \int_0^{\infty} U_c e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt - \int_0^{\infty} \frac{1}{(1+bt)^k} U_{ip}^a e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt. \quad (100)$$

Учитывая, что практический интерес представляет изучение низших гармоник, заменим, для соблюдения условий интегрируемости временной функции, верхний предел интегрирования на величину t_m – величину, сколь угодно большую, но конечную. При этом примем $t_m = (2j-1)\frac{T}{2}$,

где $j=1, 2, 3, \dots$

При этих условиях первый интеграл равенства (100) будет равен:

$$\int_0^{t_m} U_c e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt = i\frac{T}{\pi} U_c. \quad (101)$$

Для интегрирования второго члена правой части равенства (100) разобьем интервал $0 - t_m$ на m таких частей, чтобы в пределах каждой из них величину $(1+bt)$ можно было бы считать с относительной погрешностью σ постоянной. Тогда его запись будет иметь вид

$$\begin{aligned} \int_0^{t_m} \frac{1}{(1+bt)^k} U_{ip}^a e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt &= \sum_{m=0}^{N-1} \int_{m\frac{T}{4n}}^{(m+1)\frac{T}{4n}} \frac{1}{\left(1 + \frac{2m+1}{8n}bT\right)^k} U_{ip}^a e^{-i\frac{2\pi}{T}t} dt = \\ &= \frac{T}{\pi} U_{ip}^a \sin \frac{\pi}{4n} \sum_{m=0}^{N-1} F_m(T) \left[\cos \frac{2m+1}{4n} \pi - i \sin \frac{2m+1}{4n} \pi \right], \end{aligned} \quad (102)$$

где $F_m(t) = \frac{1}{\left(1 + \frac{2m+1}{8n}bT\right)^k}$.

Величина n в выражении (102) удовлетворяет условию

$$\left[\frac{1 + \frac{m+1}{4n} bT}{1 + \frac{m}{4n} bT} \right]^k \leq 1 + \sigma, \quad \text{а} \quad N = \frac{t_m}{T} 8n.$$

Подставляя в выражение (100) значения интегралов из равенств (101) и (102), получим:

$$\Phi\left(i \frac{2\pi}{T}\right) = \frac{T}{\pi} \left\{ \begin{aligned} & U_{ip}^a \sin \frac{\pi}{4n} \sum_{m=0}^{N-1} F_m(t) \cos \frac{2m+1}{4n} \pi - \\ & - i \left[U_c + U_{ip}^a \sin \frac{\pi}{4n} \sum_{m=0}^{N-1} F_m(t) \sin \frac{2m+1}{4n} \pi \right] \end{aligned} \right\}; \quad (103)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{\frac{U_c}{U_{ip}^a} + \sin \frac{\pi}{4n} \sum_{m=0}^{N-1} F_m(t) \sin \frac{2m+1}{4n} \pi}{\sin \frac{\pi}{4n} \sum_{m=0}^{N-1} F_m(t) \cos \frac{2m+1}{4n} \pi}. \quad (104)$$

Комплексная амплитуда первой гармоники потенциала, в соответствии с определением [81] равна

$$U^*(t) = \frac{2}{T} \left| \Phi\left(i \frac{2\pi}{T}\right) \right| e^{i\psi}; \quad (105)$$

а ее начальная фаза

$$\psi = \alpha + \frac{\pi}{2}. \quad (106)$$

На рис. 5, а показана зависимость амплитуды потенциала вызванной поляризации от периода гармонически изменяющегося тока, в соответствии с выражением (105), при этом исключена постоянная во времени величина $U_{ip}^n - U_i^a$. На рис. 5, б приведены, для сравнения графики становления вызванной поляризации при постоянном токе по соотношению (84).

При сопоставлении рис. 5, а и 5, б следует, что процесс роста амплитуды вызванной поляризации с удлинением периода гармонически изменяющегося тока идет аналогично ее становлению при увеличении длительности пропускания постоянного тока, но при переменном токе для установления некоторого уровня ВП требуется более чем на порядок большее время.

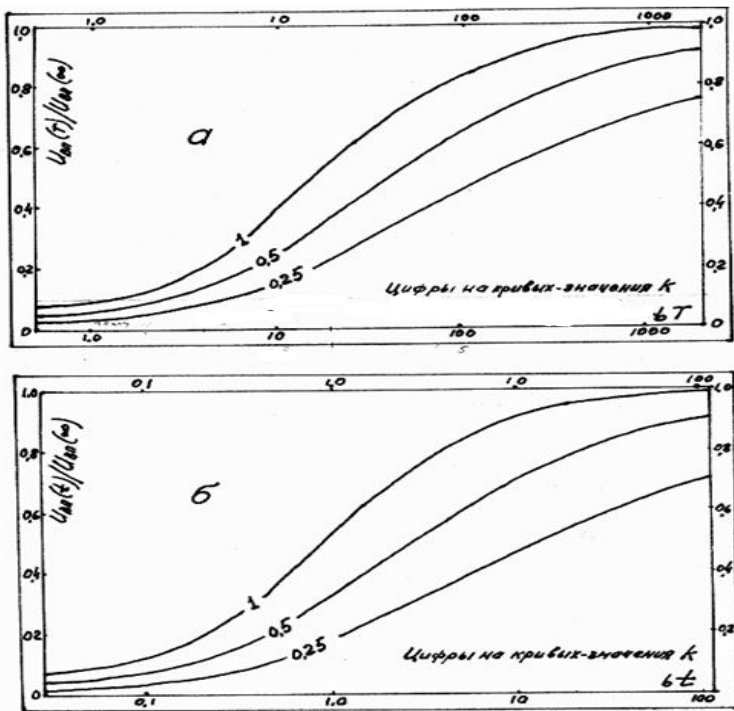


Рис. 5. Становление поля вызванной поляризации:
а – при переменном токе;
б – при постоянном токе

Рассмотрение фазовых характеристик, рассчитанных по формулам (104) и (106) и приведенных на рис. 6, показывает, что соответствующие фазовые аномалии можно получить при значительно меньших периодах, чем амплитудные.

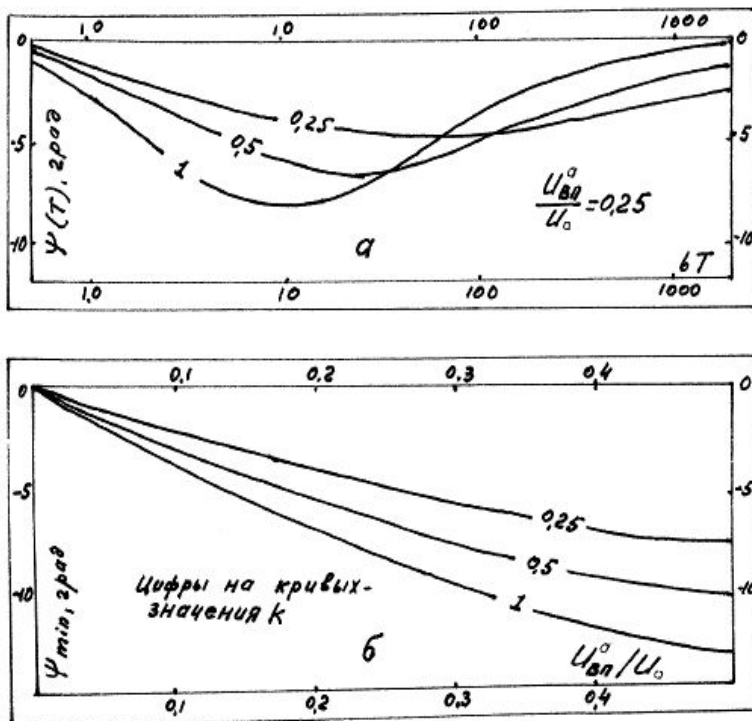


Рис. 6. Зависимости фазовых эффектов от:
а – периода тока;
б – амплитуды аномалии ВП

При прямоугольных разнополярных импульсах постоянного тока могут измеряться мгновенные значения разностей потенциалов. Найдем для них соответствующие выражения.

Для первого единичного импульса на основании формулы (99) будем иметь

$$U_1(t) = U_{ip}^n - U_i^a - \frac{U_s^a}{(1+bt)^k} + U_{ip}^a \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right], \quad (107)$$

где U_s^a – потенциал остаточной поляризации, который для первого импульса примем равным нулю; $0 \leq t \leq \frac{T}{2}$.

Для второго импульса обратной полярности путем очевидной подстановки получим

$$U_2(t) = -U_{ip}^n + U_i^a + \frac{U_{ip}^a \left(\frac{T}{2} \right)}{(1+bt)^k} - U_{ip}^a \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right], \quad (108)$$

$$\text{где } U_{ip}^a \left(\frac{T}{2} \right) = U_{ip}^a \left[1 - \frac{1}{\left(1 + b \frac{T}{2} \right)^k} \right].$$

Для третьего импульса, по аналогии, найдём

$$U_3(t) = U_{ip}^n - U_i^a - \frac{U_{ip}^a \left(\frac{T}{2} \right) - U_{ip}^a \left(\frac{T}{2} \right) \frac{1}{\left(1 + b \frac{T}{2} \right)^k}}{(1+bt)^k} + U_{ip}^a \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right]. \quad (109)$$

И, наконец, для любого n -го импульса общее выражение будет иметь вид

$$U_m(t) = (-1)^{m-1} (U_{ip}^n - U_i^a) - \frac{(-1)^{m-1}}{(1+bt)^k} \left[U_{ip}^a \left(\frac{T}{2} \right) - \frac{U_{ip}^a \left(\frac{T}{2} \right)}{\left(1 + b \frac{T}{2} \right)^k} + \frac{U_{ip}^a \left(\frac{T}{2} \right)}{\left(1 + b \frac{T}{2} \right)^{2k}} - \dots \right] + \quad (110)$$

$$(-1)^{m-1} U_{ip}^a \left[1 - \frac{1}{(1+bt)^k} \right].$$

Последняя формула показывает, что первые два импульса довольно сильно отличаются по амплитуде, а последующие стремятся к предельному значению, меньшему, чем у первого. Различие амплитуд двух последовательных импульсов, соответствующих разной полярности тока, характерная особенность аномальных эффектов ВП, которая может быть использована в практических целях.

Из выражений (104) и (110) следует, что при $T_1 \rightarrow 0$ и $T_2 \rightarrow \infty$

$$U_{ip}^a = U_m(T_2) - U_m(T_1). \quad (111)$$

3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОВОДНИКОВ В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Различные вопросы этой темы рассмотрены в ряде работ, в частности в [34, 43, 63, 65, 75, 86, 93]. Однако не все важные методические вопросы освещены в опубликованных источниках. Так, нет четких критериев для выбора длительности пропускания тока, в связи с чем на практике применяются самые различные значения: от долей секунды до нескольких минут [45, 47, 61, 140]. Не определены требования к выбору момента регистрации спадающей во времени разности потенциалов ВП. А от указанных методических условий, как будет показано на полевых примерах, зависит эффективность решения геологической задачи. Обоснованный их выбор может быть сделан на основе количественной оценки переходного процесса вызванной поляризации.

3.1. Временные и пространственные изменения вектора поляризации электронно-проводящих тел

Аномальное электрическое поле электронно-проводящего двумерного объекта при поляризации его однородным полем, направленным по оси x , определяется выражением (90)

$$E_{px}^a(t) = R_x^i E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^i E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} + \Phi(t_p) \left[R_x^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} \right]. \quad (90)$$

В этом выражении первый и второй члены представляют аномальный эффект электрической поляризации (или, иначе, эффект проводимости), третий член определяет эффект вызванной поляризации. Множители при производных от интегралов – величины пропорциональные составляющим векторов поляризации и связанные с ними соотношениями (92):

$$R_x^i E_{ex} = \frac{P_x^i}{\varepsilon_0}, \quad R_z^i E_{ex} = \frac{P_z^i}{\varepsilon_0}, \quad R_x^{ip} E_{ex} = \frac{P_x^{ip}}{\varepsilon_0}, \quad R_z^{ip} E_{ex} = \frac{P_z^{ip}}{\varepsilon_0} - \quad (92)$$

ПО ОСЯМ x И z .

Наблюдаемая при пропускании тока через среду аномалия $E_{px}^a(t)$ является суммарной, и соотношения в ней между эффектами ВП и проводимости зависят от длительности поляризации. Закономерности изменения её во времени проследим вначале на теоретическом примере двумерной модели электронного проводника (рис. 7).

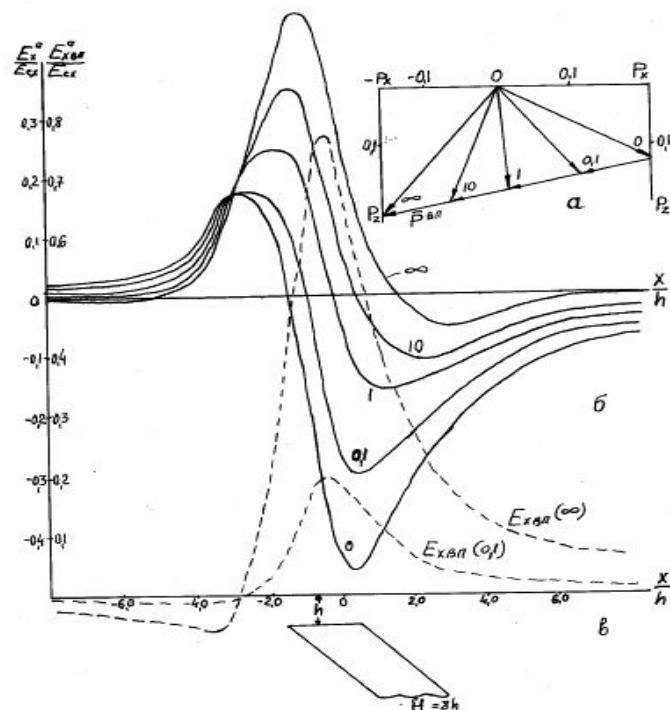


Рис. 7. Изменение во времени электрического поля электронно-проводящего объекта при его поляризации:

а – диаграмма векторов поляризации; *б* – графики напряженности поля (цифры у кривых – время в с); *в* – сечение объекта

При вычислениях по формуле (90) приняты в соответствии с известными из практики (с учетом удобства вычислений) следующие значения входящих в формулу параметров: отношение γ/k равным 13,5; величина поляризуемости η , равной 50 %; величины b и k – соответственно равными 20 и 0,25.

Непосредственно после включения тока при $t \rightarrow 0$ поле вызванной поляризации отсутствует, и этому моменту времени соответствует кривая $E_{px}^a(t)$ с индексом "0" на рис. 6, представляющая эффект проводимости. С течением времени пропускания поляризующего тока (цифры на кривых – время в секундах) растет поле ВП и, накладываясь на поле электрической поляризации, изменяет форму аномаль-

ной кривой $E_{px}^a(t)$ до предельной – при $t \rightarrow \infty$. Очевидно, для определенного момента времени t_m

$$E_{ipx}^a(t_m) = E_{px}^a(t_m) - E_{px}^a(0).$$

Суммарный вектор (в плоскости XOZ) поляризации P изменяется рис. (7, а) с течением времени и по величине и по направлению, а в некоторый момент времени становится вертикальным, аномальная кривая становится двухэкстремальной. При достаточно длительном времени пропускания тока направление поляризации объекта меняется на почти противоположное (а в частных случаях – на полностью противоположное). Аномалия $E_{px}^a(t)$ также меняет знак на противоположный и становится подобной аномалии сопротивления от изолятора.

Вектор вызванной поляризации P^{ip} с течением времени пропускания тока увеличивается, но не меняет направления рис. (7, а). Оно значительно ближе к горизонтальному, чем направление электрической поляризации. При увеличении электропроводности и поляризуемости объекта вектор ВП стремится к горизонтальному положению.

Форма аномальной кривой ВП не зависит от длительности поляризации, в отличие от кривой кажущейся поляризуемости ($\eta_k = \Delta U_{ip} / \Delta U_p$), которая изменяется по форме с течением времени пропускания тока, максимум аномалии смещается по профилю, это будет показано ниже на полевых примерах.

Рассмотренные на теоретическом примере закономерности электрического поля при электрохимической поляризации объекта полностью согласуются с результатами физического моделирования, показанными на рис. 8 (условия приведены на нём), по данным осциллографической записи процессов поляризации и деполяризации.

Из полевой практики трудно подобрать идеальный пример, в котором была бы четко выражена аномалия E_{px}^a только от рудного тела, обычно наблюдаются суммарные аномалии. Всё же отмеченные закономерности устанавливаются достаточно отчетливо и при изучении полевых материалов.

Они находят отражение, например, при методике разнополярных импульсов в различии аномальных эффектов ВП, наблюдаемых при разных полярностях тока. Проявление закономерностей изменения формы аномалии наблюдается и при измерениях ВП на переменном токе.

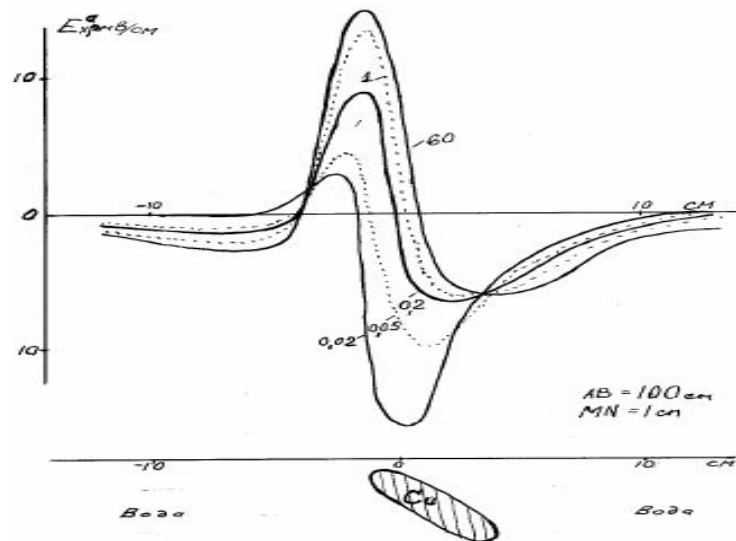


Рис. 8. Изменение во времени электрического поля медного эллиптического цилиндра при его поляризации (цифры у кривых – время после включения тока, с)

Из рассмотрения аномальных кривых E_{px}^a и соответствующих им векторов поляризации следует, что аномалии ВП соизмеримы с аномалиями электропроводности и даже могут быть больше них по амплитуде. Этот факт необходимо учитывать при интерпретации данных метода сопротивлений.

3.2. Становление и спад аномального поля вызванной поляризации

Становление поля ВП и его спад с течением времени, после выключения поляризующего тока описываются уравнениями (84) и (86):

$$U_p^a(t_p) = \iiint_v \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv + \left[1 - \frac{1}{(1+bt_p)^{k_p}} \right] \iiint_v \left[\frac{\bar{P}^\delta(\infty)}{\varepsilon_0} - \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \right] \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv. \quad (84)$$

$$U_{ip}^a(t) = \frac{1}{(1+bt)^{k_d}} \left[1 - \frac{1}{(1+bt_p)^{k_p}} \right] \iiint_v \left[\frac{\bar{P}^\delta(\infty)}{\varepsilon_0} - \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \right] \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv. \quad (86)$$

Эти уравнения показывают, что становление и спад вызванной поляризации электронных проводников значительно отличается от

течения этих процессов (рассмотренных ниже) у питающих электродов и ионно-проводящих пород. Это наглядно видно из сравнения рис. 9, на котором показаны кривые спада аномального поля ВП – по уравнению (86), – с кривыми спада полей ВП питающих электродов и ионно-проводящих пород.

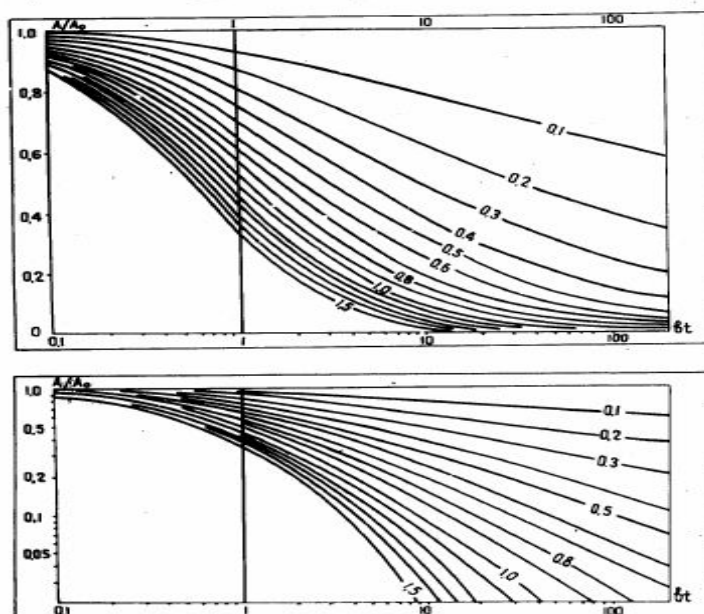


Рис. 9. Теоретические кривые спада поля ВП (цифры на кривых – значения параметра k_d)

На рис. 9 под A_0 и A следует понимать амплитуды потенциалов (или разностей потенциалов), соответственно в нулевой и текущий моменты времени после выключения поляризующего тока. Цифры на кривых этого рисунка – значения параметра k_d .

Из выражений (84) и (86) следует, что процессы становления и спада вызванной поляризации не вполне обратимы. С физической точки зрения, это объясняется тем, что в становлении вызванной поляризации участвуют процессы миграции ионов под действием внешнего электрического поля к поверхности электронного проводника, и процесс ионно-электронного перехода в двойном слое, а спад поляризации определяется, практически, одним процессом ионно-электронного перехода. Кроме того, становление и спад поляризации проходят при различных действующих значениях напряженности электрического поля в двойном слое. Эти факторы находят своё выражение как в различии функциональных зависимостей (84) и (86), так

и в различии величин k_p и k_d , определяемых выражениями (70). Необратимость процессов становления и спада вызванной поляризации электронных проводников (**в отличие от ионных**) наглядно иллюстрируется осциллограммами (при скорости протяжки фотобумаги 16 см/с) роста и спада разностей потенциалов, показанными на рис. 10 и 11.

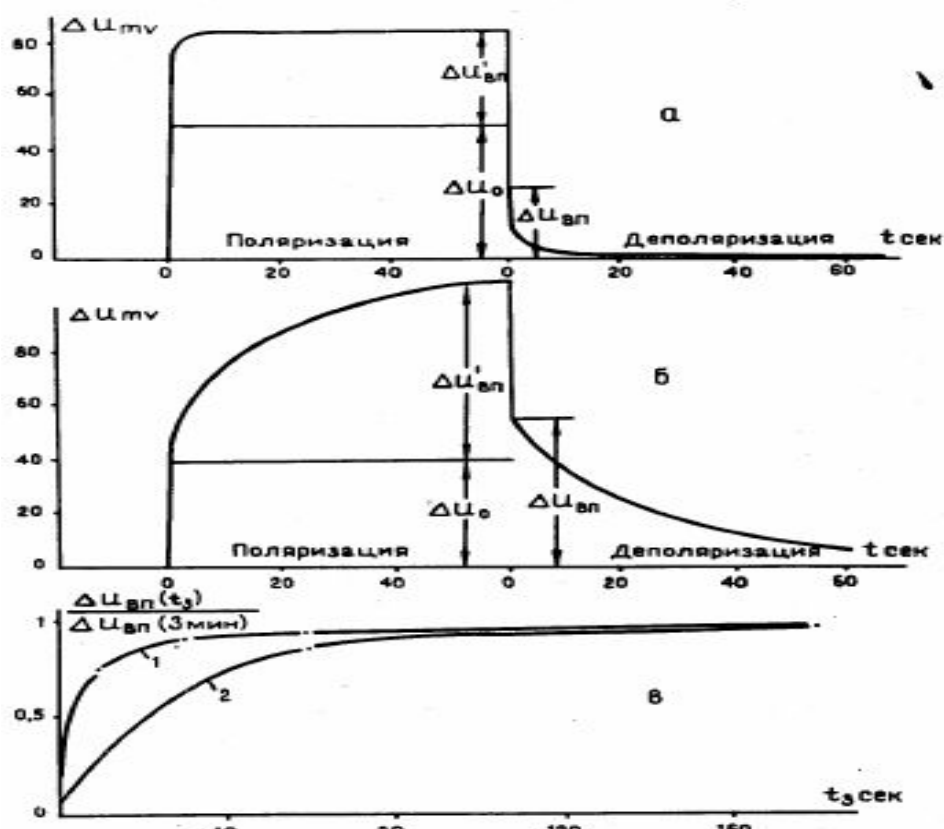


Рис. 10. Становление и спад вызванной поляризации:

а – медного цилиндра (осциллограмма); б – графитового цилиндра (осциллограмма); в – медно-рудного тела (м-е Камышинское) – 1; и графитизации – 2 (уч. Восточный)

Уравнения (84) и (86), и приведенные на рис. 9 и 10 примеры показывают, что в зависимости от физико-химических свойств объектов, роль которых будет рассмотрена ниже, течение переходного процесса ВП различно.

Аномальный эффект вызванной поляризации электронного проводника представляет собой сумму двух частей: первая обусловлена избыточными зарядами электронного проводника, вторая – избыточными зарядами ионов, скапливающимися у его поверхности. В начальный момент поляризации аномальный эффект соответствует электрической поляризации проводника, т. е. отрицательный (рис. 7).

С течением времени пропускания тока амплитуда аномального эффекта уменьшается до нуля, а затем возрастает до предельного значения, но уже положительного, а его форма подобна форме аномального эффекта от изолятора (рис. 7, 11, 12, 13).

Следует заметить, что величина поля ВП соизмерима с величиной первичного поля, что необходимо учитывать при выборе формул для представления результатов полевых измерений, т. к. от этого зависит амплитуда аномалии (рис. 11).

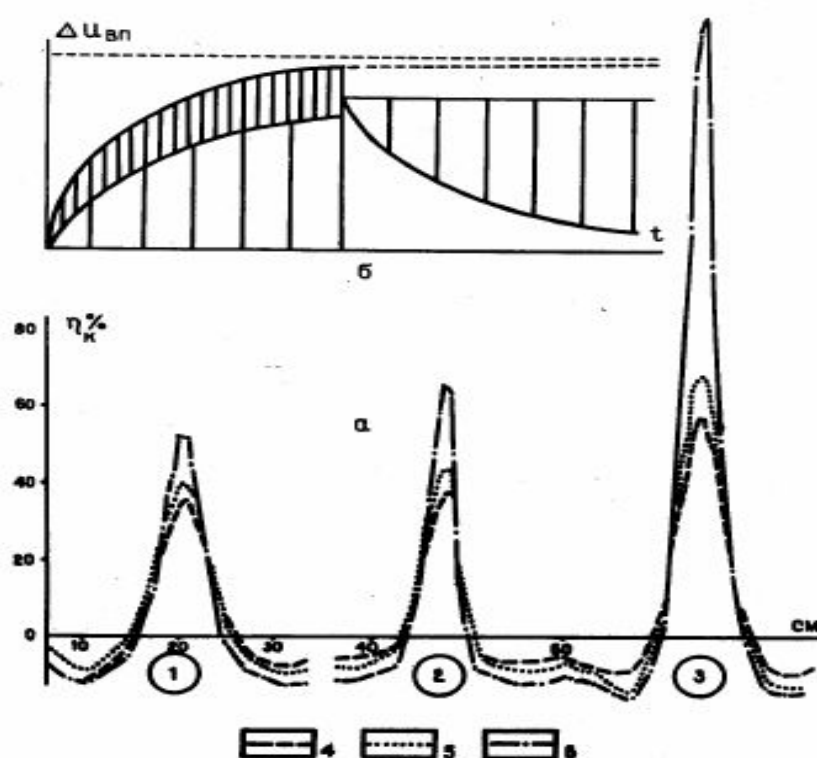


Рис. 11. Эффекты вызванной поляризации:

а – (1 – керна с богатой вкрапленностью сульфидов; 2 – медного цилиндра; 3 – графитового цилиндра) – и осциллограммы роста и спада ВП – б – для модели 3. 4, 5, 6 – графики значений поляризуемости η_k , вычисленных при значениях $\Delta U_{пр}$, измеренных в конце и начале поляризации, и исключении из них величины $\Delta U_{вп}$

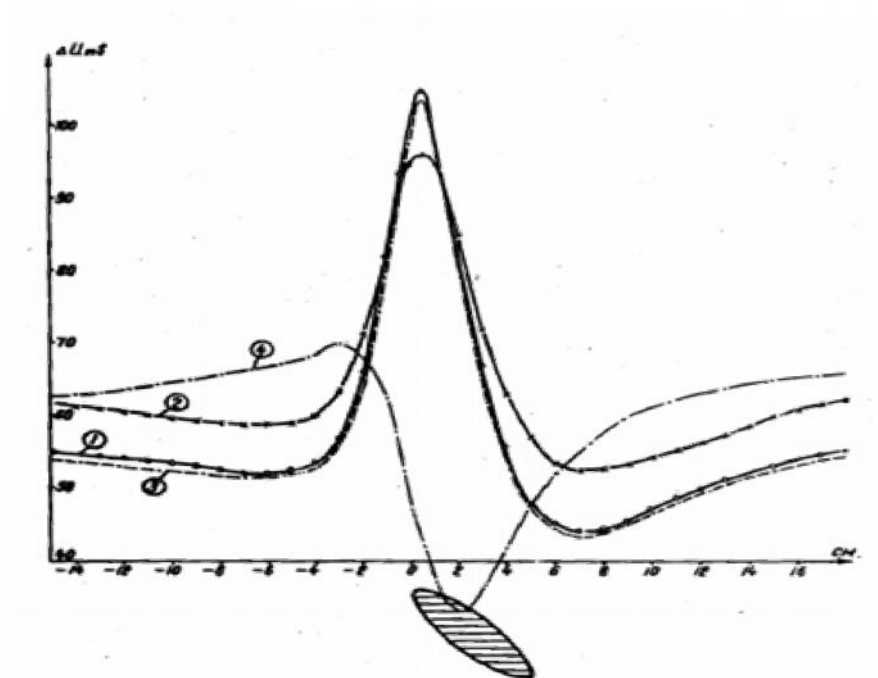


Рис. 12. Эффекты электропроводности от двух эллиптических цилиндров, идентичных по форме:

из графита – 2, 4 – и пластмассы – 1, 3, – при токах инфранизких частот (10 Гц – 3, 4 – и 0.01 Гц – 1, 2)

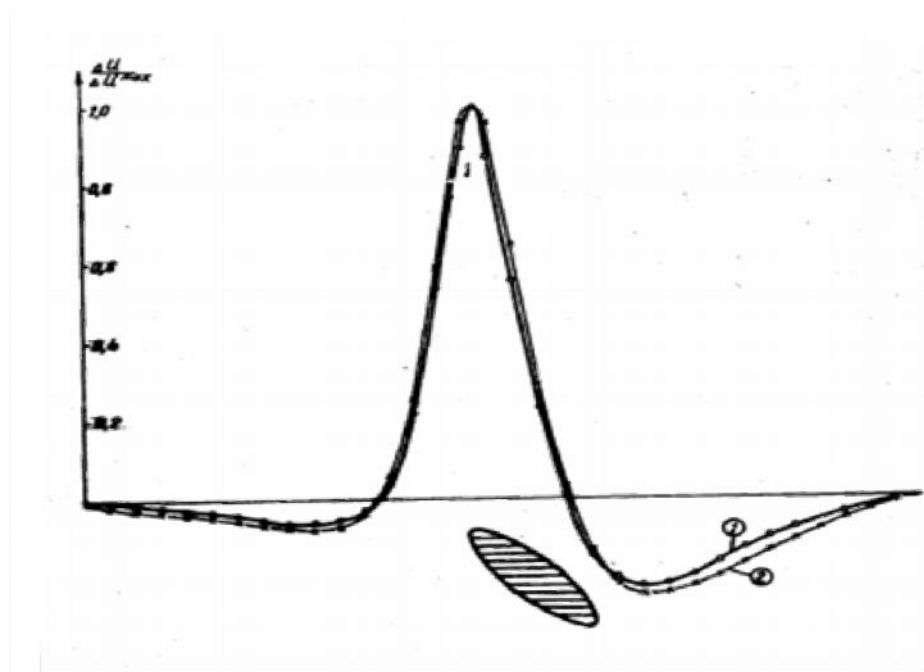


Рис. 13. Сравнение эффектов электропроводности двух эллиптических цилиндров, идентичной формы:

из пластмассы – 1 – и графита – 2, – измеренных при постоянном токе через 50 с после его включения

3.3. Зависимость становления и спада вызванной поляризации электронно-проводящего объекта от его электрохимических свойств и свойств вмещающей среды

Величина аномального электрического эффекта вызванной поляризации и характер его изменения во времени определяется в соответствии с выражениями (84) и (86), параметрами w, b, k_p, k_d , из которых первые два зависят от электрохимической активности электронного проводника, количественно характеризуемой плотностью тока обмена, или, иначе, удельной электропроводностью плотной части двойного слоя, связанной с первой характеристикой соотношением (51): $\kappa_\delta = 2|j_0|$. То есть вариация параметра b , определяемого равенством (62), которое приближенно можно записать в виде $b \approx 500(\kappa_\delta - 0.06\kappa) \sum_1^\infty z_i^2 c_{0i}$, находится в зависимости, прежде всего, от пределов изменения электрохимической активности электронных проводников.

Результаты изучения плотности тока обмена металлов [108, 113] показывают, что её величина для разных металлов (табл. 1) отличаются на несколько порядков.

Плотность тока обмена металлов в водных растворах
(при комнатной температуре)

Таблица 1

Металл	Состав раствора	Плотность тока обмена, А/см ²
Железо чистое	1,25 м FeSO ₄	10 ⁻⁸
Никель	1,0 м NiCl + 2% H ₃ BO ₃	10 ⁻⁸ – 10 ⁻⁹
Цинк в амальгаме	1,0 м ZnSO ₄	80•10 ⁻³
То же	0,01 м ZnSO ₄	3,2•10 ⁻³
Свинец в амальгаме	0,2 м Pb(NO ₃) ₂	42•10 ⁻³
То же	0,005 м Pb(NO ₃) ₂	1,6•10 ⁻³
Медь	CuSO ₄	5•10 ⁻²
Кадмий	CdSO ₄	2•10 ⁻²
Кобальт	CoSO ₄	1,3•10 ⁻⁵

Данные о плотностях тока обмена природных электронных проводников, приведенные, например в [94], а также полученные са-

ним автором – табл. 2, рис. 14, а – свидетельствуют о значительной их дифференциации по этому параметру (полупроводниковые свойства минералов не меняют в принципе [131] выводов по их электрохимической активности).

Плотность тока обмена рудных минералов в воде

Таблица 2

Минерал	Формула	Плотность тока обмена, А/см ²
Халькопирит	CuFeS ₂	20•10 ⁻⁶ –80•10 ⁻⁶
Галенит	PbS	10•10 ⁻⁶ –40•10 ⁻⁶
Арсенопирит	FeAsS	8•10 ⁻⁶ –20•10 ⁻⁶
Пирит	FeS ₂	0,7•10 ⁻⁶ –3•10 ⁻⁶
Графит	C	0,1•10 ⁻⁶ –1,5•10 ⁻⁶

Значения (обобщенные) плотностей тока обмена, приведенные в табл. 2, определялись по результатам изучения (в водопроводной воде зависимостей тока, проходящего через образец минерала, от приложенного к нему напряжения (рис. 14) на основе уравнения (3).

Совершенно очевидно, что плотность тока обмена образцов минералов зависит от наличия в них инородных включений, состава и концентрации солей в контактирующем растворе и других факторов, это вопрос отдельного рассмотрения, но важен сам факт определяющей роли природы минерала на величину этого параметра. Следовательно, этот фактор также определяет и величину параметра *b*, о чем свидетельствуют результаты его определения в лабораторных и полевых условиях (методика определения описана ниже).

Некоторые результаты определений параметров *b* и *k* (выполненных по нескольким сотням осциллограмм спада ВП) приведены в табл. 3 и 4.

Значения табл. 3 хорошо согласуются с результатами определений параметров переходного процесса ВП по полевым осциллограммам (табл. 4).

Значения параметров b и k по данным лабораторных определений на образцах электронных проводников в водопроводной воде

Таблица 3

Проводник	$b \quad c^{-1}$	$k \quad o \quad e$
Медь	20–50	0,3–0,4
Халькопирит с пиритом	10–50	0,3–0,4
Галенит	15–30	0,2–0,3
Пирит	1–5	0,2–0,3
Пирротин	0,05–0,1	1,2–1,5
Графит	0,2–0,6	0,5–0,6

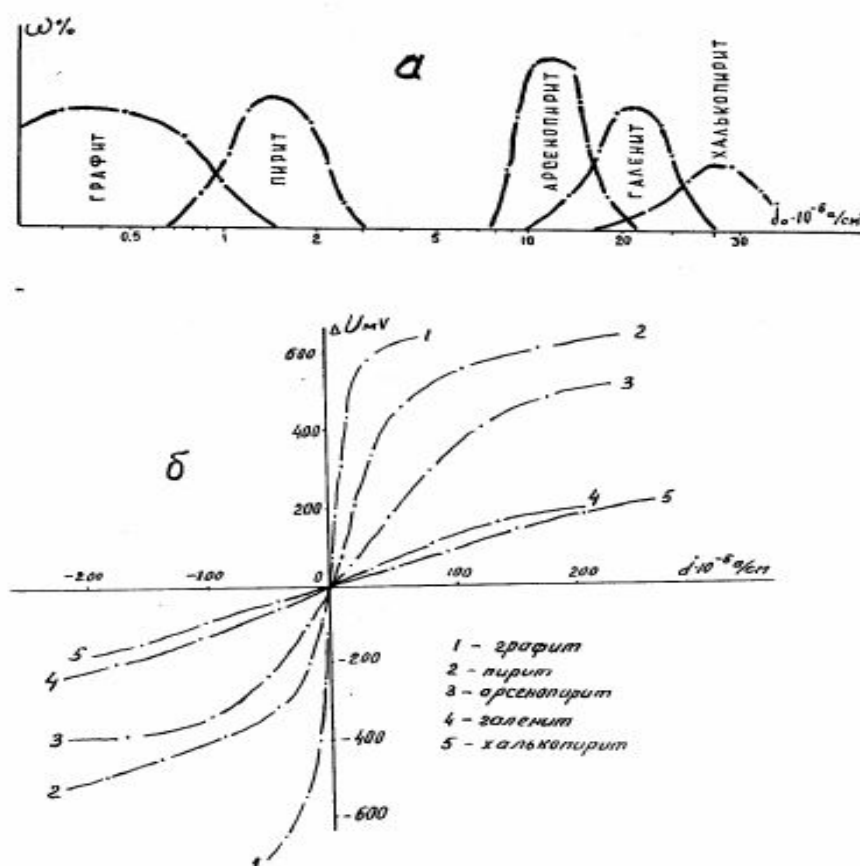


Рис. 14. Характеристика поляризационных свойств электронно-проводящих минералов:

a – вариационные кривые плотностей тока обмена; $б$ – зависимости плотностей тока в образцах от приложенного к ним напряжения

Значения параметров b и k по данным полевых определений
на геологических объектах

Таблица 4

Месторождение (участок)	Характеристика объекта	b	k
Камышинское	Медно-цинковые руды	20–50	0,3–0,4
Николаевское	Медно-цинковые руды	20–50	0,3–0,4
Орловское	Медно-цинковые руды	15–25	0,3–0,4
Кельтишат	Медные руды	20–30	0,3–0,4
Аралча	Медно-колчеданные руды	15–25	0,25–0,3
50 лет Октября	Медно-колчеданные руды	15–25	0,25–0,3
Авангард	Медно-колчеданные руды	15–25	0,25–0,3
Теректы	Свинцово-цинковые руды	40–60	0,2–0,25
Жалгызгааш	Свинцово-цинковые руды	80–100	0,15–0,25
Бурултас	Свинцово-цинковые руды	40–60	0,2–0,3
Актасты	Пиритизация пород	5–10	0,15–0,2
Актасты	Графитизация пород	0,5–1,0	0,4–0,5
Акмола	Графитизация пород	0,5–1,0	0,4–0,5
Восточный	Графитизация пород	0,7–2,0	0,4–0,5
Аралча	Углистые сланцы	0,2–2,0	0,4–1,0
Углистый	Углистые сланцы	0,7–1,0	0,8–1,0

Анализ цифр, приведенных в табл. 3 и 4, свидетельствуют о наличии дифференциации рудных объектов и графитизированных пород по параметрам переходного процесса ВП. Эти параметры определены по кривым спада разностей потенциалов ВП (и систематизированы). Примеры кривых показаны на рис. 15. Из их сравнения видно, что по форме все они почти одинаковы, но сдвинуты между собой по оси абсцисс (по которой отложены значения времени в логарифмическом масштабе), т. е. отличаются в основном по параметру b , характеризующему электрохимическую активность проводника.

Отличия переходных процессов ВП по скоростям их течения на разных объектах может быть использовано как при интерпретации аномалий ВП, так и для определения оптимальных методических условий возбуждения и регистрации вызванной поляризации (это положение будет проиллюстрировано полевыми примерами в разделе 8).

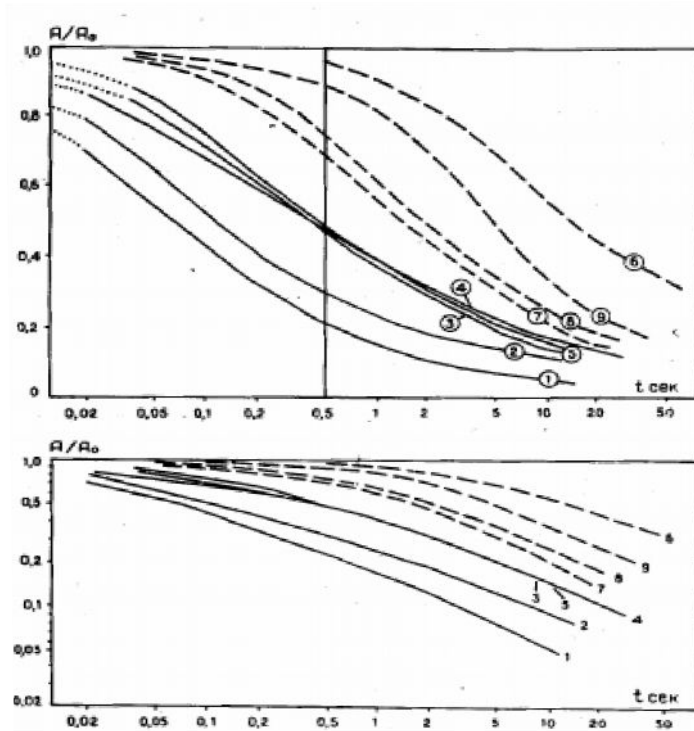


Рис. 15. Типичные кривые спада поля ВП на рудных месторождениях:
 1 – Николаевском; 2 – Камышинском; 3 – Орловском; 4 – 50 лет
 Октября; 5 – Аралча, и участках пород с графитовой минерализацией;
 6 – Акмола; 7 – Аралча; 8 – Восточный; 9 – Актасты

3.4. Зависимость становления и спада вызванной поляризации от формы, размеров и структуры электронно-проводящего объекта

Теоретическое осмысление этого вопроса следует из выражений (84) и (86), определяющих рост и спад потенциалов вызванной поляризации

$$U_p^a(t_p) = \iiint_v \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv + \left[1 - \frac{1}{(1 + bt_p)^{k_p}} \right] \iiint_v \left[\frac{\bar{P}^\delta(\infty)}{\varepsilon_0} - \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \right] \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv. \quad (84)$$

$$U_{ip}^a(t) = \frac{1}{(1 + bt)^{k_d}} \left[1 - \frac{1}{(1 + bt_p)^{k_p}} \right] \iiint_v \left[\frac{\bar{P}^\delta(\infty)}{\varepsilon_0} - \frac{\bar{P}^i(0)}{\varepsilon_0} \right] \text{grad}_M \left(\frac{1}{r} \right) dv. \quad (86)$$

В этих выражениях функции времени представлены множителями при тройных интегралах, поэтому параметры переходного процесса ВП не могут зависеть от формы и размеров, а также и от структуры электронно-проводящего объекта, т. е. от того, представлено ли руд-

ное тело сплошными или вкрапленными рудами, если только электрохимические условия остаются неизменными для обоих типов руд.

Результаты физического моделирования, выполненные с моделями различной формы и размеров, но изготовленные из одного и того же материала (графита и меди) подтверждают это положение. На рис. 16 в качестве примеров показаны кривые спада ВП от медных пластинок различных размеров и медного цилиндра. Измерения также были проведены с пластинками различной толщины, эллиптическими и круговыми цилиндрами как из меди, так и из графита. Они показали, что параметры b и k в пределах точности их измерения не зависят от формы и размеров моделей. Но, конечно, абсолютная скорость спада ВП находится в зависимости от этих факторов в связи с различием начальных амплитуд ВП для разных моделей. Поэтому можно прийти к ложным выводам при характеристике спада ВП величиной его скорости в некотором фиксированном интервале времени как, например, в [44, 45, 94].

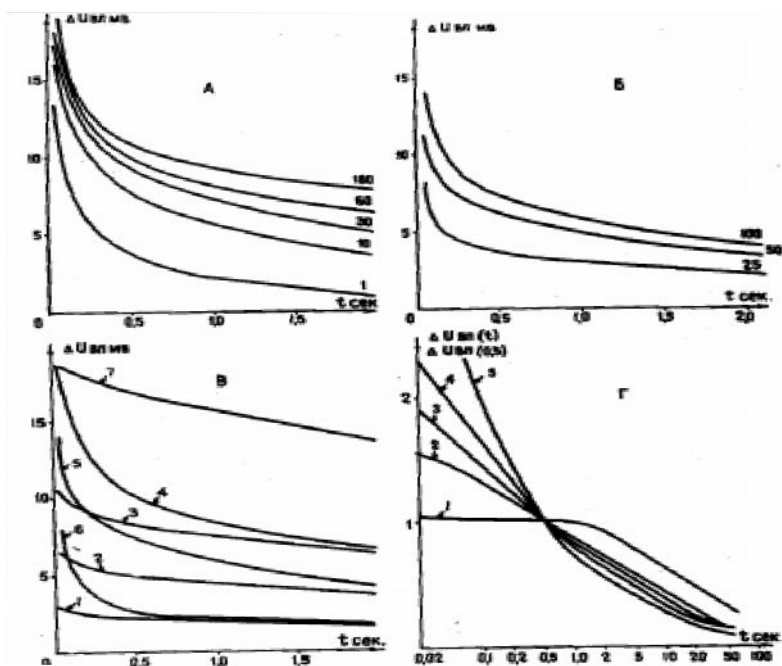


Рис. 16. Спад поля ВП в зависимости от факторов:

А – времени поляризации (для зерна с обильной пиритизацией), цифры у кривых – время, с; Б – размеров моделей, цифры у кривых – ширина, см; В – состава моделей (при бедной вкрапленности – 1, 2, 3 – сульфидов в зерне при прожилковой 4, 5 – его минерализации, для медного – 6 и графитового 7 – круговых цилиндров); Г – состава моделей (в полулогарифмическом масштабе) – для графитового 1 и медного 5 цилиндров, зернов с бедной 2 и густой 3, 4 вкрапленностью сульфидов

Для установления зависимости вызванной поляризации от структуры объекта были проведены измерения эффектов ВП от моделей, представленных набором медных стержней (диаметром 3 мм и длиной 20 см), расположенных аксиально, и сплошным медным цилиндром. Результаты этих измерений, представленные на рис. 17, показывают, что в пределах точности определений параметры b и k переходного процесса ВП остаются неизменными независимо от структуры модели – обособленного расположения стержней по образующим цилиндров или различного их электрического соединения между собой.

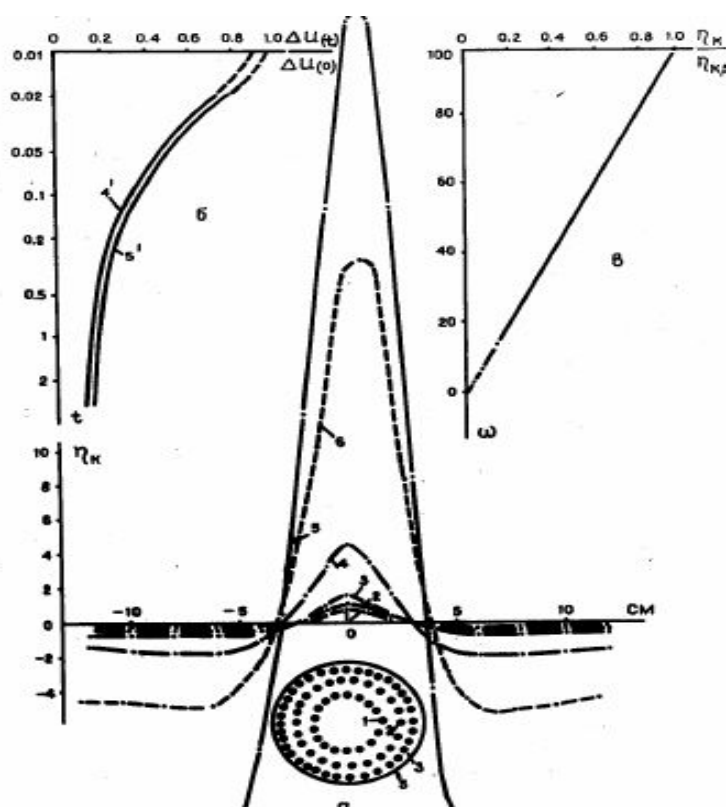


Рис. 17. Эффекты ВП в зависимости от:

а – структуры моделей (1, 2, 3 – от отдельных слоёв из медных стержней, 4 – от трех слоёв, 5 – от медного цилиндра, 6 – от второго слоя стержней, спаянных между собой); б – их оплошности (4' – трех слоев; 5' – сплошного цилиндра); в – объёмного содержания металла в модели

При рассмотрении результатов этих измерений обращает на себя внимание зависимость величины аномальных эффектов от объемного содержания металла в моделях: величина аномальных эффектов ВП грубо пропорциональна объемному содержанию металла в моделях. При создании электрической связи между отдельными стержнями (с помощью тонкого провода) аномальный эффект от модели много-

кратно возрастает вследствие резкого увеличения её электрического момента. Аномальный эффект от сплошного проводника всегда больше, чем от объекта с вкрапленностью элементов того же проводника – это подтверждается большим числом примеров, часть из которых представлена в последующих разделах.

3.5. Влияние концентрации и природы ионов в растворе на процесс вызванной поляризации электронных проводников

Оценку роли этого фактора на изучаемый процесс можно сделать на основе выражений (62^{*}) и (70):

$$b \approx 500(\kappa_{\delta} - 0,06\kappa) \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}. \quad (62^*)$$

$$k_p = \frac{\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} - \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} - \dots - 2n \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^{2j} \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} - \dots}{l \left[\sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i} + \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^2 \sum_{i=1}^n z_i^4 c_{0i} \left[\sum_{j=0}^p \sum_{i=1}^n z_i^{2+j} c_{0i} \left(w \frac{F}{RT} E_{0n}\right)^j \right] \right]}. \quad (70)$$

Из них следует, что с увеличением концентрации ионов в растворе параметр b увеличивается, а параметр k уменьшается и в пределе стремится к нулю. Увеличение концентрации ионов выражается в форме кривых становления и спада ВП в том, что в своем начале при $t < 1/b$ процесс идет с большей скоростью (чем при меньшей концентрации ионов), а затем при $t > 1/b$ со значительно меньшей (в сравнении с малой концентрацией ионов в растворе). То есть, иначе, при большой концентрации ионов в растворе, тем более родственных проводнику, периоды становления и спада поляризации становятся короче (кривые роста и спада ВП стремятся к осям координат), а амплитуда потенциала поляризации уменьшается (по определениям электрохимии это в идеале неполяризующийся электрод). Специально заметим, что мы рассматриваем случай доминирования поляризации перехода при малой напряженности электрического поля, характерной для полевой электроразведки. Для иллюстрации этого положения в качестве примера (рис.18) показаны зависимости параметра k и величины ВП от концентрации медного купороса в воде, в которую помещен при проведении измерений образец руды с большим

содержанием сульфидов. Аналогичные зависимости получены при помещении этого же образца в раствор поваренной соли. Но при этом чистота эксперимента нарушается наложением диффузионной поляризации питающих электродов, о чем свидетельствует изменение (регистрируемое осциллографом) силы поляризующего тока вследствие значительно меньшей предельной величины плотности тока для медных электродов в растворе NaCl.

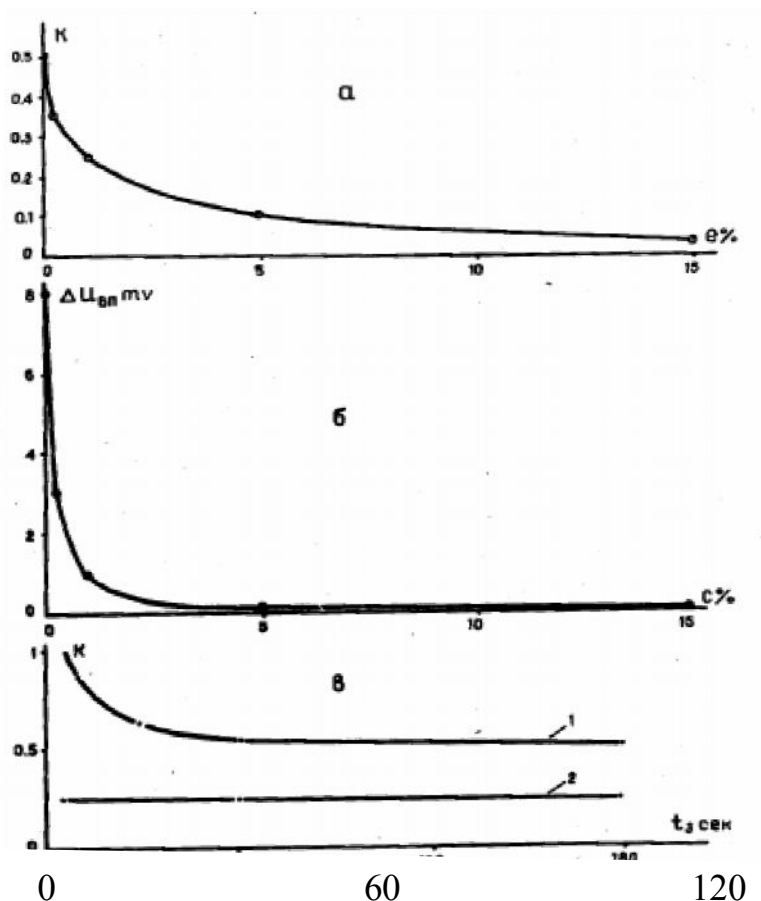


Рис. 18. Влияние концентрации и природы ионов на процесс вызванной поляризации:

а – образца пирита с халькопиритом в растворе медного купороса; б – того же образца и в том же растворе, но при различной его концентрации; в – того же образца в водопроводной воде (1) и в 1 % растворе медного купороса (2) в зависимости от времени поляризации

Состав ионов также сказывается на величине параметров переходного процесса ВП, при этом наиболее заметно – на величине b , так, этот параметр, в первую очередь, зависит от плотности тока обмена, а последний определяется не только природой электронного

проводника, но и составом, и концентрацией ионов [108], т. е. параметры переходного процесса ВП не могут быть постоянными для одних и тех же проводников, находящихся в разных растворах.

Но концентрация и состав ионов в рудничных водах тесно связаны с типом месторождений, поэтому наблюдается приблизительное постоянство параметров спада ВП для однотипных месторождений одного рудного региона.

3.6. Зависимость вызванной поляризации от напряженности поляризирующего электрического поля

Влияние напряженности поляризирующего поля на процесс поляризации усматривается из уравнений (88) и (89), в которых от её величины зависят параметры k и P^{ip} , определяемые выражениями (70) и (92). При этом, чем меньше её значение, тем ближе зависимость к линейной. С увеличением напряженности величина первого параметра уменьшается, а длительность становления ВП растет. При дальнейшем увеличении напряженности поля этот параметр уменьшается до нуля, а затем становится отрицательным –меняет знак и сам эффект ВП, но это уже соответствует случаю доминирования поляризации диффузии, который будет рассмотрен в следующем разделе. А при тех пределах изменения величины напряженности поляризирующего поля (тока), которые имеют место при полевых измерениях, параметры переходного процесса ВП, как показывает практика, почти не зависят от рассматриваемого фактора. Указанные закономерности находят хорошее подтверждение в результатах измерения аномальных эффектов от моделей (заметки об этом будут сделаны в следующих разделах).

3.7. Зависимость вызванной поляризации от сопротивлений электронного проводника и вмещающей среды

Величины сопротивлений электронного проводника и вмещающей ионно-проводящей среды входят в выражения параметров процесса ВП – (62), (70), (92). Анализ этих выражений, с учетом сведений о порядке указанных величин и данных о плотностях тока обмена, через которые можно оценить электропроводность плотной части двойного слоя, показывает, что от сопротивления электронного про-

водника параметры ВП практически не зависят, т. к. оно пренебрежимо мало. Также в большинстве случаев эти параметры очень незначительно зависят и от сопротивления вмещающей среды. Только при очень маленьких его значениях и малых плотностях тока обмена, что имеет место для электрохимически инертных электронных проводников, может быть заметное влияние сопротивления среды на параметры ВП. Изложенные положения подтверждаются результатами полевых работ, приведенных в следующих разделах.

3.8. Особенности аномальных эффектов вызванной поляризации при переменном токе

Описанные в разделе 2.3 закономерности амплитудных и фазовых аномалий иллюстрируются результатами физического моделирования, примеры которых представлены на рис. 19 и 20.

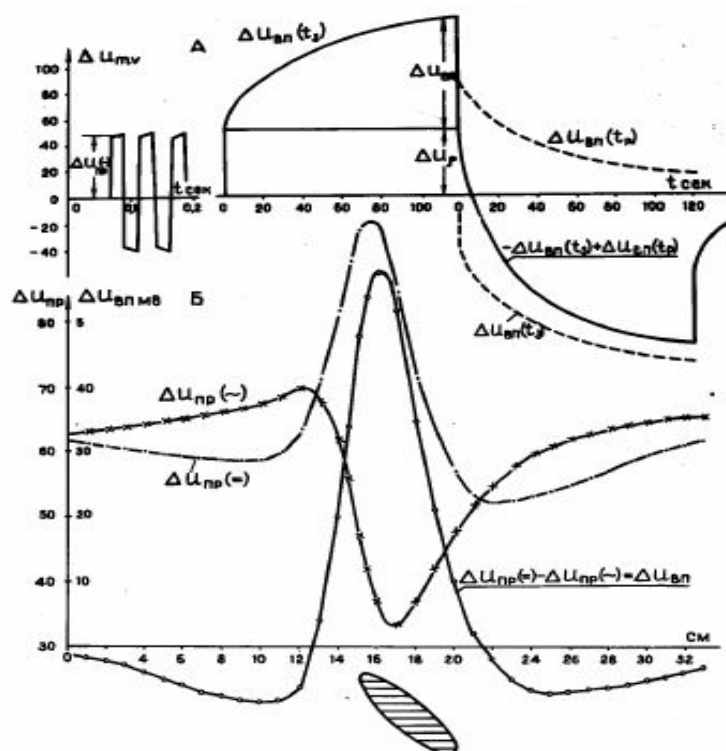


Рис. 19. Характеристики электрического поля при вызванной поляризации графитовой модели (эллиптического цилиндра):

А – осциллограммы разностей потенциалов при инфранизких (0,004 Гц (=) и 20 Гц (~)) частотах тока прямоугольной формы; Б – эффекты электропроводности

На рис. 19 показаны осциллографические записи разностей потенциалов при пропускании через среду знакопеременного, скачкообразно изменяющегося, тока. Прямоугольная форма тока позволяет более наглядно, чем при гармоническом его изменении, показать принципы амплитудных и фазовых измерений ВП. Сущность амплитудных измерений эффектов ВП ясна из рисунка:

$$\Delta U_{ip}(\Delta t) = \Delta U_p(T_2) - \Delta U_p(T_1), \quad (112)$$

где T_1 и T_2 – меньший и больший периоды тока, соответственно.

На рис. 20 показана зависимость формы электрической аномалии от частоты тока (0,01; 0,02; 0,05; 0,1; 1; 2; 5 Гц). Она совершенно аналогична зависимостям, приведенным на рис. 6 и 7. Все они указывают на очень важную особенность аномальных эффектов от электронных проводников – отличающую их от формально сходных эффектов от ионных проводников – **изменение направления вектора поляризации с изменением длительности пропускания тока через среду.**

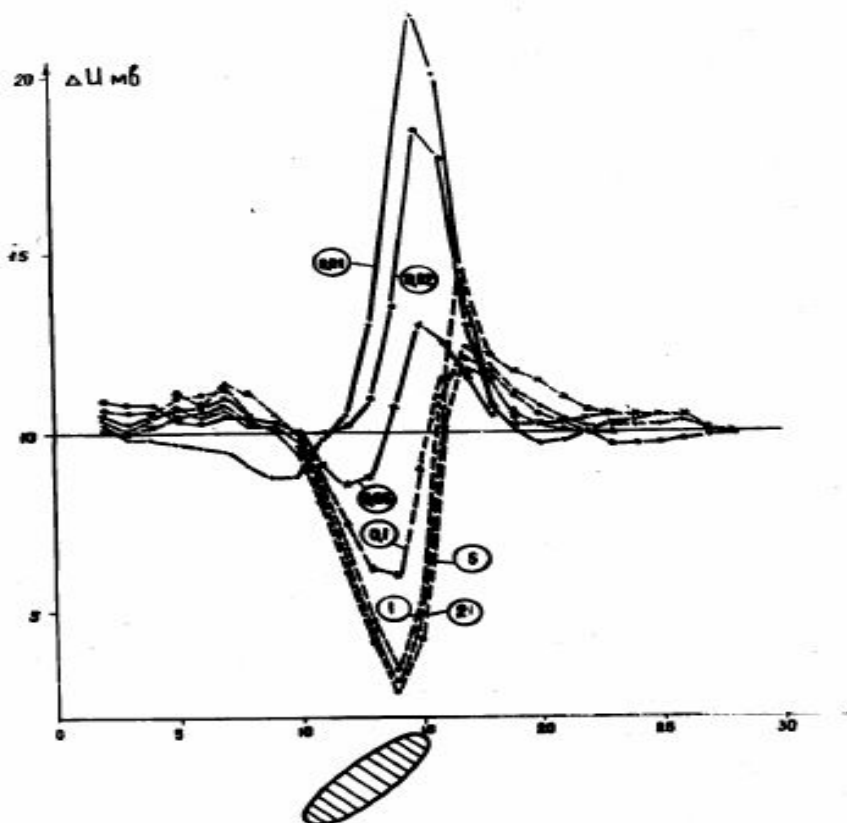


Рис. 20. Эффекты электропроводности графитовой модели (эллиптического цилиндра) в зависимости от частоты – цифры у кривых тока (прямоугольной формы)

Идея фазовых измерений ВП сводится к хорошо известному способу определения фазового сдвига $\Delta\varphi$ между током и напряжением [72], – реализованном в геофизической аппаратуре [2, 119] по измеренному интервалу времени Δt между моментами перехода значений тока и напряжения через нуль. Она выражается простой формулой

$$\Delta\varphi_{ip} = -\frac{360^\circ}{T} \Delta t. \quad (^\circ) \quad (113)$$

Фазовые аномалии ВП по своей сути отражают закономерности процесса принудительной деполяризации электронного проводника под действием внешнего поля противоположного направления (обратной полярности тока). Они связаны с амплитудными аномалиями ВП определенными соотношениям, которые будут даны при рассмотрении вопросов интерпретации результатов измерений эффектов ВП. Здесь мы ограничимся ссылкой на раздел 2.6. и иллюстрацией этой связи (рис. 21), а также подтверждением описанных в нем закономерностей результатами физического моделирования (рис. 22).

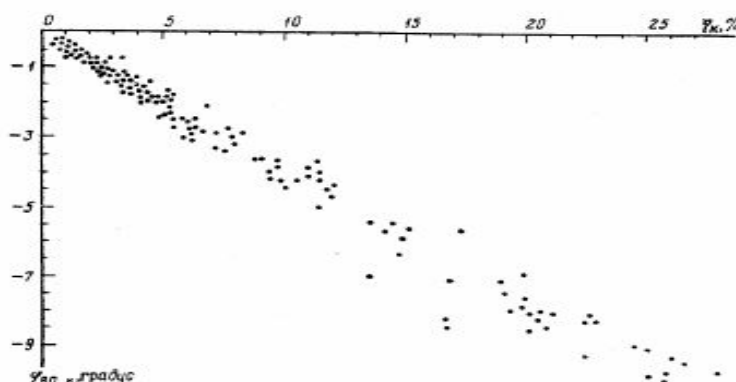


Рис. 21. Связь амплитудных и фазовых параметров ВП (по А.В. Куликову и Е.А. Шемякину [68])

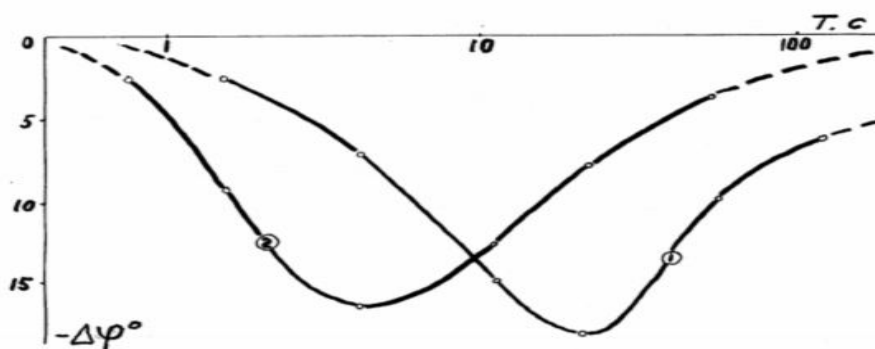


Рис. 22. Фазово-частотные характеристики ВП: графитового (1) и медного (2) круговых цилиндров

Приведенные на двух последних рисунках результаты иллюстрируют сделанные выше на основе рассмотрения формул выводы о принципиально одинаковой информативности частотной и импульсной модификаций метода ВП, отличающихся методическими и техническими характеристиками. Выбор одной из них определяется многими условиями и требует соответствующего обоснования на основе методов оптимизации решений.

4. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИОННО-ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ

При пропускании электрического тока через землю у поверхности электродов, через которые в неё вводится ток, и в окружающих их горных породах протекают электрохимические процессы, приводящие к образованию избыточных зарядов – источников поля [2, 66, 108, 120]. Начиная с момента включения тока, изменяется энергетическое состояние системы тока: скачкообразно изменяется количество ионов у электродов, нарушается электронейтральность среды, возникает её поляризация. У электрода на расстоянии, равном толщине плотной части двойного слоя, образуется заряд одного знака с зарядом самого электрода, сосредоточенный в тонком слое, а в окружающей электрод среде возникает объемно распределенный заряд, противоположный первому знаку. Возникновение объёмного заряда является следствием неодинакового изменения концентрации анионов и катионов в каждом элементарном объёме среды. Избыточная концентрация ионов определенного знака обеспечивается противоположными соотношениями между токами миграционными и диффузионными для ионов разного знака. То есть в результате действия искусственно созданного поляризующего поля образуется система зарядов, представленная относительно тонким приэлектродным слоем и объемно распределенным в окружающем электрод пространстве зарядом, область распределения которого практически может быть весьма различной в зависимости от длительности пропускания тока, концентрации ионов в среде и других факторов. Эти заряды – главные источники поля, а в отдельных случаях их дополняют и другие [66]. Схемы распределения зарядов и соответствующих им характеристик поля показаны на рис. 23, а их рассмотрение дано в последующих разделах.

Созданное этими источниками электрическое поле, изменяющееся с течением времени пропускания тока и спадающее после его выключения, принято называть в рудной геофизике нормальным полем вызванной поляризации ($E_{ВП}^H$), в отличие от аномального поля, созданного электронно-проводящим объектом.

Многие исследователи [25, 34, 47, 63, 92, 128], изучавшие явление поляризации пород, придерживаются в общем единой точки зрения о доминирующей роли процесса диффузии ионов при образова-

нии избыточных зарядов в ионно-проводящей среде. Мысль о поляризации "приэлектродных зон" в горных породах опубликована в работе [101], а описание процесса впервые дано в [14].

Теоретическое рассмотрение электрического поля ВП представляет сложную задачу. При некоторых возможных допущениях – предположении о неизменности концентрации ионов на удалении от электродов и других – это рассмотрение можно провести отдельно для каждой части системы зарядов, т. е. представить поле ВП в виде двух слагаемых: 1 – поля E_{ip}^e зарядов, распределенных в непосредственной близости от поверхности токовых электродов (поля ВП электродов), и 2 – поля $\bar{E}_{ip}^d$ объемно распределенных в среде зарядов, созданных заторможенностью диффузии.

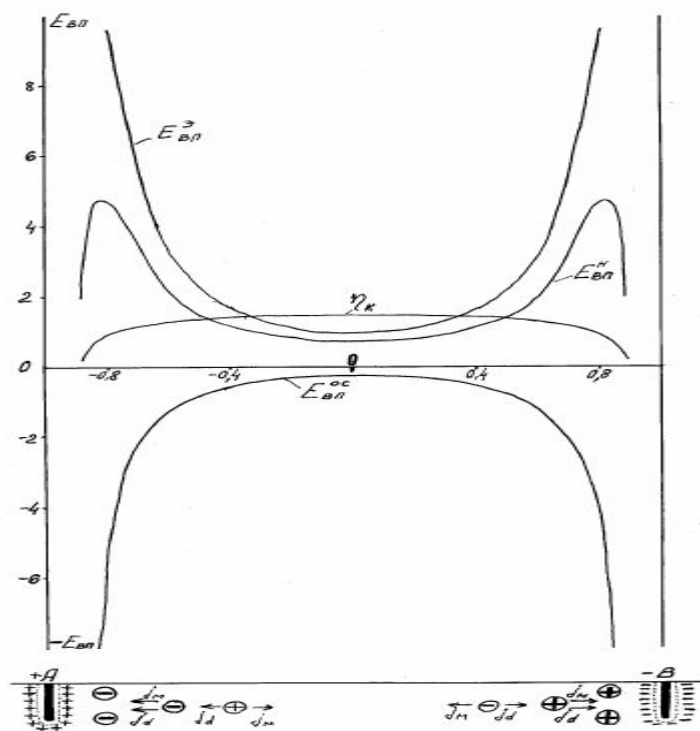


Рис. 23. Составляющие поля ВП в ионно-проводящей среде

4.1. Поляризация токовых электродов

Для определения величины приэлектродного заряда и зависимости его от времени рассмотрим процесс прохождения тока через элемент поверхности электрода. Будем считать среду однородной и изотропной, элемент поверхности плоским, а предельную величину плотности тока, исходя из практики, примем равной 10^{-1} А/см².

Нормальная составляющая плотности проходящего через электрод тока в плотной части двойного слоя равна

$$j_{1n} = -\kappa_\delta \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{-x \rightarrow 0} .$$

(114) В диффузной части двойного слоя та же составляющая будет уже другой и равной $j_{2n} = -\kappa_d \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow 0} .$ (115)

Это неравенство [120] плотностей токов в диффузной и плотной частях двойного слоя, обусловленное затрудненной диффузией ионов, приводит к накоплению на границе плотной и диффузной частей двойного слоя избыточного заряда, определяемого уравнением непрерывности [116]

$$\text{div} \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} . \quad (116)$$

Эффективная толщина диффузной части слоя λ_e , сравнительно с размерами электрода, очень мала, поэтому можно считать, что весь избыточный заряд сосредоточен в весьма тонком слое с поверхностной плотностью $\bar{\rho}$, пропорциональной значению ρ_0 , соответствующему $x=0$. Следовательно, можно принять $\bar{\rho} = \lambda_e \rho_0$.

При переходе к поверхностной плотности заряда $\bar{\rho}$, необходимо перейти и к предельной форме уравнения непрерывности (116)

$$\text{Div} \vec{j} = j_{2n} - j_{1n} = -\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} . \quad (117)$$

Плотность зарядов определим из уравнения (2), положив в нем, для простоты расчетов, $i=1$, валентности ионов и катионов равными между собой, $\varphi = \xi$, а также умножив его левую и правую части на λ_e – для перехода к поверхностной плотности зарядов $\bar{\rho}$. После этого получим

$$\bar{\rho} = 2\lambda_e F z c_0 \text{sh} \left(\frac{zF}{RT} \xi \right) . \quad (118)$$

Дифференцируя равенство (118) по времени t , с учетом возможного изменения c_0 , найдем:

$$-\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = 2\lambda_e \frac{F^2}{RT} z c_0 \text{ch} \left(\frac{zF}{RT} \xi \right) \frac{\partial \xi}{\partial t} + 2\lambda_e F z \text{sh} \left(\frac{zF}{RT} \xi \right) \frac{\partial c_0}{\partial t} . \quad (119)$$

Подставляя в последнее равенство вместо левой его части равную ей величину из уравнения (117) и заменяя составляющие плотностей токов на их значения из соотношений (114) и (115) получим при $x \rightarrow 0$:

$$\kappa_{\delta} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{-x \rightarrow 0} - \kappa_d \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow 0} = 2\lambda_e \frac{F^2}{RT} z c_0 ch \left(\frac{zF}{RT} \xi \right) \frac{\partial \xi}{\partial t} + 2\lambda_e F z sh \left(\frac{zF}{RT} \xi \right) \frac{\partial c_0}{\partial t}. \quad (120)$$

Преобразуем последнее уравнение. Величина c_0 , входящая в него, определяется [120] выражением

$$c_0 = \bar{c}_0 + j \frac{\nu}{zF \sqrt{\pi D}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t}} e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4Dt}} dt, \quad (121)$$

где $\bar{c}_0$ – концентрация ионов при $t \rightarrow 0, x \rightarrow \infty$;

j – плотность тока, протекающего через электрод;

D – коэффициент диффузии;

ν – стехиометрический коэффициент;

Z – валентность электродной реакции.

Это уравнение справедливо при условии постоянства тока для любого вида ионов. Так как плотности тока в методе ВП невелики, то второй член правой части равенства (121) значительно меньше первого. Поэтому влиянием изменения тока на величину концентрации ионов можно пренебречь и считать величину плотности тока постоянной во времени и равной его значению в плотной части двойного слоя: $j = j_{ln}$.

В уравнении (121) экспоненциальная функция $e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4Dt}} \rightarrow 1$ при $x \rightarrow 0$. Приняв это во внимание, из уравнения (121) получим:

$$c_0 \approx \bar{c}_0 - \frac{2\nu\kappa_{\delta}}{\sqrt{\pi D z F}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \Big|_{-x \rightarrow 0} \sqrt{t}; \quad (122)$$

$$\frac{\partial c_0}{\partial t} \approx - \frac{\nu\kappa_{\delta}}{\sqrt{\pi D z F}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \Big|_{-x \rightarrow 0} \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (123)$$

Подставляя значение производной из соотношения (123) в выражение (120), учтя, что на основании выражений (38) и (39)

$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \Big|_{-x \rightarrow 0} \approx 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_{\delta}}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \Big|_{x \rightarrow 0}$, обозначая $-\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \Big|_{x \rightarrow 0} = E_x$, получим уравнение

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + AE_x - BE_x sh\left(\frac{zF}{RT}\xi\right) \frac{1}{\sqrt{t}} = 0, \quad (124)$$

где

$$A = \frac{\left(2\kappa_\delta \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta} - \kappa}\right) RT}{2\lambda_e F^2 z^2 c_0 ch\left(\frac{zF}{RT}\xi\right)}; \quad B = \frac{4RT\kappa_\delta \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_\delta}} v}{\sqrt{\pi D} c_0 ch\left(\frac{zF}{RT}\xi\right) F^2 z^2}. \quad (125)$$

Произведение $c_0 ch\left(\frac{zF}{RT}\xi\right)$ равно $c(0)$ – концентрации ионов при $x=0$. Удельные электропроводности κ и κ_δ пропорциональны [108] концентрации ионов. Поэтому величины A и B можно считать постоянными во времени, т. к. постоянны определяющие их величины $c_0, \kappa, \kappa_\delta$. Поскольку при $x \rightarrow 0$ $\left|\frac{\partial \xi}{\partial t}\right| \gg \left|\frac{\partial E_x}{\partial t} \frac{1}{E_x}\right|$, то при нахождении интеграла уравнения (124) можно пренебречь изменениями величин AE_x, BE_x , учитывая, что $A < 1, B < 1$.

Обозначим $sh\left(\frac{zF}{RT}\xi\right) = y, \frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{RT}{zF\sqrt{y^2+1}} \frac{\partial y}{\partial t}$. При $\xi > \frac{RT}{zF}$, что имеет место в рассматриваемом случае, $y^2 \gg 1$, а поэтому $\sqrt{y^2+1} \approx y$. При принятых обозначениях и сделанных замечаниях из выражения (124) получим $\frac{\partial y}{\partial t} + AE_x \frac{zF}{RT} y = BE_x \frac{zF}{RT} \frac{1}{\sqrt{t}} y^2$ - уравнение Бернулли [109, 114]. Деля его левую и правую части на y^2 и вводя обозначение $\zeta = \frac{1}{y}$, получим линейное уравнение

$$\zeta' + P\zeta = Q(t), \quad (127)$$

где

$$P = \frac{zF}{RT} AE_x, Q = \frac{zF}{RT} BE_x \frac{1}{\sqrt{t}}.$$

Общий интеграл последнего уравнения находится по формуле [109, 114]:

$$\zeta = e^{-\int P dt} \left[\int Q(t) e^{\int P dt} + \zeta_0 \right].$$

Произведя интегрирование уравнения (127) и подстановку значений ζ и y найдем (для конечных значений t , при которых $\zeta \neq 0$):

$$\xi = \frac{RT}{zF} \operatorname{arsh} \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{zF}{RT} \xi_{0i} \right) e^{pt}}{\left[1 + s\sqrt{t} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(pt)^n}{(2n+1)n!} \right]}, \quad (128)$$

где

$$s = \frac{8|vj|}{\sqrt{\pi D F z c_0(0)}} \operatorname{th} \left(\frac{zF}{RT} \xi_0 \right); \quad (129)$$

$$p = \frac{\left(1 - 2 \frac{\kappa}{\kappa_\delta} \sqrt{\frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}} \right) j}{2\lambda_e F z c_0(0)} \operatorname{sch} \left(\frac{zF}{RT} \xi_0 \right). \quad (130)$$

Подставляя значение ξ из соотношения (128) в равенство (118), определим величину заряда, отнесенную к единице площади электрода:

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{\rho}_0}{\left\{ \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(pt)^n}{(2n+1)n!} \right]^{-1} + s\sqrt{t} \right\}} \frac{e^{pt}}{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(pt)^n}{(2n+1)n!}}, \quad (131)$$

где $\bar{\rho}_0 = 2\lambda_e F z c_0(0) \operatorname{sh} \left(\frac{zF}{RT} \xi_0 \right).$ (132)

В выражении (131) функция $\left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(pt)^n}{(2n+1)n!} \right]^{-1} = \psi(t)$ изменяется с течением времени пропускания тока от единицы до нуля. Учтя это замечание и обозначив в нём $e^{pt} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(pt)^n}{(2n+1)n!} \right]^{-1} = f(pt)$, получим приближенно

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{\rho}_0}{(1 + s\sqrt{t})} f(pt). \quad (133)$$

Последняя формула выражает закон роста плотности заряда у питающего электрода при пропускании через него тока.

Для получения выражений, определяющих спад поляризации электродов, необходимо в равенствах (128), (131) заменить величину ξ_0 на значение ξ_∞ , соответствующее моменту времени, непосредственно предшествующему выключению тока (точно так же ρ_0 на ρ_∞), и заменить величину плотности тока j на значение j^* – при спаде поляризации. Это значение непостоянно во времени, но его изменение пропорционально изменению концентрации ионов c_0 у электро-

дов, поэтому параметры спада p и s не будут меняться во времени. После отключения электрода от источника тока, когда плотность тока в плотной части двойного слоя становится очень малой функция $\psi(t)$, с течением времени становится – вследствие изменения величины параметра p больше единицы, но остается значительно меньше члена $s\sqrt{t}$ в выражении (131). Учтя это замечание и сделав указанную замену, получим для спада поляризации электрода:

$$\xi_d = \frac{RT}{zF} \operatorname{arsh} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{zF}{RT} \xi_\infty\right) e^{p_d}}{\left[1 + s_d \sqrt{t} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(p_d t)^n}{(2n+1)n!}\right]}; \quad (134)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{\rho}_\infty}{(1 + s_d \sqrt{t})} f(p_d t). \quad (135)$$

Зная плотность заряда, можно вычислить и весь заряд электрода, под наименованием которого понимается электрохимическая система [31, 108, 120], а затем – потенциал ВП. Зависимость потенциала ВП электрода от времени та же, что и для плотности заряда в равенствах (133) и (135), т. е.:

$$U_{ip,p}^e(t) = \frac{U_{ip,0}^e}{(1 + s\sqrt{t})} f(pt); \quad (136)$$

$$U_{ip,d}^e(t) = \frac{U_{ip,\infty}^e}{(1 + s_d \sqrt{t})} f(p_d t). \quad (137)$$

Равенство (136) определяет рост потенциала ВП электрода при прохождении через него тока, а соответствующее ему соотношение (137) – спад его во времени.

Структура электрического поля заряда ВП электрода, очевидно, та же, что и у поля его стационарного электрического заряда, т. к. области локализации обоих почти совпадают. Поэтому отношение потенциалов полей в однородной среде во всех её точках должно быть постоянным. Но это постоянство не соблюдается вследствие явлений, главным из которых является диффузия, обуславливающая появление объемного электрического заряда в среде и соответствующего ему поля.

4.2. Диффузионная поляризация однородной среды

Неравенство миграционного и диффузионного токов вследствие затруднённости процесса диффузии в горных породах [28] под влиянием таких факторов, как: недостаточная влажность, сорбция ионов, ионный обмен, их химическое взаимодействие, приводит к накоплению объёмного заряда в области, окружающей электрод, размеры которой увеличиваются с течением времени прохождения через него тока.

Плотность объёмного заряда ρ_d , обусловленного диффузией, можно определить из уравнения непрерывности

$$\operatorname{div} \vec{j} = \operatorname{div}(\vec{j}_m - \vec{j}_d) = -\frac{\partial \rho_d}{\partial t}. \quad (138)$$

В этом уравнении плотность тока представлена двумя слагаемыми:

$\vec{j}_m$ — плотностью миграционного тока (создаваемого внешним источником);

$\vec{j}_d$ — плотностью диффузионного тока (создаваемого градиентом концентрации ионов).

Для миграционного тока (вне электрода) [67, 116] $\operatorname{div} \vec{j}_m = 0$, поэтому

$$\operatorname{div} \vec{j}_d = \frac{\partial \rho_d}{\partial t}. \quad (139)$$

Рассмотрим вначале диффузионную поляризацию в однородном электрическом поле, направленном по оси x и создаваемом с помощью плоского одностороннего электрода. Для определенности примем полярность его положительной, а второй электрод удаленным на бесконечность. При этих условиях уравнение (139) примет вид

$$\frac{\partial j_{dx}}{\partial x} = \frac{\partial \rho_d}{\partial t}. \quad (140)$$

Рассматривая, для простоты, бинарный электролит выразим плотность диффузионного тока через концентрации ионов [108]:

$$j_{dx} = -z_k F D_k \frac{\partial c_k}{\partial x} + z_a F D_a \frac{\partial c_a}{\partial x}, \quad (141)$$

где D_a, D_k – соответственно коэффициенты диффузии анионов и катионов;

c_a, c_k – концентрации анионов и катионов;

z_a, z_k – валентности анионов и катионов.

Подставляя это значение плотности тока в уравнение (140), получим

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = -F \frac{\partial^2}{\partial x^2} (z_k D_k c_k - z_a D_a c_a). \quad (142)$$

При принятых условиях, уравнения диффузии [120] для анионов и катионов имеют вид $D_a \frac{\partial^2 c_a}{\partial x^2} = \frac{\partial c_a}{\partial t}$ и $D_k \frac{\partial^2 c_k}{\partial x^2} = \frac{\partial c_k}{\partial t}$. (143)

Учитывая соотношения (143), уравнение (142) преобразуем в следующее:

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = -F \frac{\partial}{\partial t} (z_k c_k - z_a c_a). \quad (144)$$

Используя выражения (121) и (144), найдем:

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = -\frac{1}{z\sqrt{\pi t}} \left[\frac{z_k v_k}{\sqrt{D_k}} j_k e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4D_k t}} - \frac{z_a v_a}{\sqrt{D_a}} j_a e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4D_a t}} \right], \quad (145)$$

где j_a, j_k – плотности анионного и катионного токов на электроде.

Для зарядов, распределенных с объемной плотностью ρ_d также справедливо уравнение Пуассона [116], имеющее при указанных условиях вид: $\frac{\partial^2 U_d}{\partial x^2} = -\frac{\rho_d}{\varepsilon_0}$. (146)

На основании двух последних уравнений получим

$$U_d = \frac{1}{\varepsilon_0 z} \int_{-\infty}^x dx \int_{-\infty}^x dx \int_0^t \left[\frac{z_k v_k}{\sqrt{\pi D_k t}} j_k e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4D_k t}} - \frac{z_a v_a}{\sqrt{\pi D_a t}} j_a e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4D_a t}} \right] dt.$$

Рассмотрим интеграл $\int_{-\infty}^x dx \int_{-\infty}^x dx \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t}} e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4Dt}} dt$.

Для нахождения его разложим экспоненциальную функцию подинтегрального выражения в степенной ряд, а также учтем, что [29]

$$\text{при } x \gg \delta: \int_0^{\infty} e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4Dt}} dx = \sqrt{\pi Dt}.$$

В результате интегрирования получим

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^x dx \int_{-\infty}^x dx \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t}} e^{-\frac{(x+\delta)^2}{4Dt}} dt &= 2\sqrt{t} \int_{-\infty}^x \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2-1)n!} \frac{(x+\delta)^{2(n+1)}}{(4Dt)^n} - \sqrt{\pi Dt} \right] dx = \\ &= \sqrt{t} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1} (x+\delta)^{2(n+1)}}{(4n^2-1)(n+1)!(4Dt)^n} - \sqrt{\pi Dt} (x+\delta) \right] + J \end{aligned}$$

$$\text{где } J - \text{значение интеграла } \int_{-\infty}^x \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2-1)n!} \frac{(x+\delta)^{2(n+1)}}{(4Dt)^n} - \sqrt{\pi Dt} \right] dx = \text{при } x \rightarrow \infty.$$

Итак, диффузионный потенциал в однородной среде при однородном внешнем электрическом поле равен

$$U_d(t) = U_{d,0} + \frac{1}{\varepsilon_0 z} \sqrt{t} \left[\frac{z_k v_k}{\sqrt{\pi D_k}} j_k \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2-1)(n+1)!} \frac{(x+\delta)^{2(n+1)}}{(4D_k t)^n} - \frac{z_a v_a}{\sqrt{\pi D_a}} j_a \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2-1)(n+1)!} \frac{(x+\delta)^{2(n+1)}}{(4D_a t)^n} - \sqrt{\pi} (\sqrt{D_k} j_k - \sqrt{D_a} j_a) (x+\delta) \sqrt{t} \right]. \quad (147)$$

В этом выражении величина $U_{d,0}$ представляет собой значение потенциала у поверхности электрода.

При спаде диффузионной поляризации - после выключения тока уменьшение потенциала относительно его значения $U_d(t_p)$, установившегося к моменту выключения тока t_p , будет подчиняться тому же уравнению (147), но при замене в нём значения $U_{d,0}$ на $U_{d,0}^*$, а j_k, j_a на j_k^*, j_a^* - значения плотностей токов, соответствующих восстановлению нарушенного концентрационного равновесия.

Рассмотрим теперь случай, когда ток вводится в однородную среду через сферический электрод малого радиуса. Вывод уравнения для этого случая совершенно аналогичен сделанному при следующих его особенностях.

$$U_d(t) = U_d(t_p) - U_{d,0}^* - \frac{1}{\varepsilon_0 z} \sqrt{t} \left[\frac{z_k v_k}{\sqrt{\pi D_k}} j_k^* \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{(x + \delta)^{2(n+1)}}{(4D_k t)^n} - \frac{z_a v_a}{\sqrt{\pi D_a}} j_a^* \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{(x + \delta)^{2(n+1)}}{(4D_a t)^n} - \sqrt{\pi} (\sqrt{D_k} j_k^* - \sqrt{D_a} j_a^*) (x + \delta) \sqrt{t} \right]. \quad (148)$$

Равенство (121) получено путем интегрирования уравнения диффузии

$$D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} = \frac{\partial c}{\partial t}.$$

Для рассматриваемого случая в сферической системе

координат это уравнение имеет вид $\frac{\partial c}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right)$. Введением

функции $w(r, t) = rc(r, t)$ сведем его к следующему: $\frac{\partial w}{\partial t} = D \frac{\partial^2 w}{\partial r^2}$. Решение

последнего уравнения уже известно. Следовательно, получим – для r значительно больших радиуса сферы

$$c_0 = \bar{c}_0 + j \frac{v}{zFr\sqrt{\pi D}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t}} e^{-\frac{r^2}{4Dt}} dt. \quad (121^*)$$

Совершенно аналогично найдем выражение потенциала в сферической системе координат введением функции $v(r, t) = rU(r, t)$ в уравнение Пуассона (146), представленного в сферической системе координат. Прделав аналогичные выполненным для концентрации ионов операции, найдем выражения потенциалов диффузионной поляризации для сферического электрода (который можно считать, при малом его радиусе, точечным):

$$U_d(t) = U_{d,0} + \frac{1}{\varepsilon_0 z r} \sqrt{t} \left[\frac{z_k v_k}{\sqrt{\pi D_k}} j_k^* \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_k t)^n} - \frac{z_a v_a}{\sqrt{\pi D_a}} j_a^* \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_a t)^n} - \sqrt{\pi} (\sqrt{D_k} j_k^* - \sqrt{D_a} j_a^*) r \sqrt{t} \right] - \quad (149)$$

при пропускании тока через среду;

$$U_d(t) = U_d(t_p) - U_{d,0}^* - \frac{1}{\varepsilon_0 z r} \sqrt{t} \left[\frac{z_k v_k j_k^* \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_k t)^n} - \frac{z_a v_a j_a^* \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_a t)^n} - \sqrt{\pi} (\sqrt{D_k} j_k^* - \sqrt{D_a} j_a^*) r \sqrt{t} \right] - \quad (150)$$

после выключения тока.

Приведем последние два уравнения к более удобному для рассмотрения виду. Учитывая, что величины коэффициентов диффузии имеют порядок 10^{-5} см²/с, расстояния r в практике работ не превышают 10^3 м, время t обычно не превышает первых минут, а плотности тока имеют порядок 10^{-3} А/см², третьими членами в квадратных скобках в этих уравнениях можно пренебречь. Введя обозначение

$$\Theta = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_a t)^n}}{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_k t)^n}}, \quad (151)$$

получим

$$U_d(t) = U_{d,0} + \frac{z_k v_k j_k \sqrt{t}}{\varepsilon_0 \sqrt{\pi D_k} z r} \left(1 - \Theta \frac{z_a v_a \sqrt{D_k} j_a}{z_k v_k \sqrt{D_a} j_k} \right) \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_k t)^n} \right] - \quad (152)$$

уравнение становления потенциала диффузионной поляризации среды;

$$U_d(t) = U_d(t_p) - U_{d,0}^* - \frac{z_k v_k j_k^* \sqrt{t}}{\varepsilon_0 \sqrt{\pi D_k} z r} \left(1 - \Theta \frac{z_a v_a \sqrt{D_k} j_a^*}{z_k v_k \sqrt{D_a} j_k^*} \right) \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r^{2(n+1)}}{(4D_k t)^n} \right] -$$

уравнение спада во времени потенциала поляризации диффузии. (153)

Все вышеприведенные выкладки сделаны для одного электрода. Считая, что в условиях электроразведки процесс введения тока через второй электрод осуществляется в главных чертах аналогично описанному [108] (только при обратной полярности), получим на основе принципа аддитивности выражения для двух электродов:

$$U_d(t) = \frac{z_k v_k j_k \sqrt{t}}{\varepsilon_0 \sqrt{\pi D_k} z} \left(1 - \Theta \frac{z_a v_a \sqrt{D_k} j_a}{z_k v_k \sqrt{D_a} j_k} \right) \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r_A^{2n+1} - r_B^{2n+1}}{(4D_k t)^n} \right] - \quad (154)$$

при пропускании тока через среду;

$$U_d(t) = U_d(t_p) - \frac{z_k \nu_k j_k^* \sqrt{t}}{\varepsilon_0 \sqrt{\pi D_k} z} \left(1 - \Theta \frac{z_a \nu_a \sqrt{D_k j_a^*}}{z_k \nu_k \sqrt{D_a j_k^*}} \right) \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} \frac{r_A^{2n+1} - r_B^{2n+1}}{(4D_k t)^n} \right] -$$

после выключения поляризующего тока. (155)

В последних выражениях r_A и r_B – соответственно расстояния от точки, в которой определяется потенциал, до электродов А и В.

Необходимо обратить внимание на знаки правых частей этих выражений. Валентности в них по условию – берутся по модулю, знаки стехиометрических коэффициентов определяются полярностью электродов: уменьшению концентрации ионов у электрода соответствует положительный знак стехиометрического коэффициента, увеличению концентрации – отрицательный. В этих уравнениях $\nu_k j_k > 0, \nu_a j_a > 0$. Величины коэффициентов диффузии находятся в соотношении $D_k < D_a$, т. к. $D_k = \frac{u_k RT}{z_k}$ и $D_a = \frac{u_a RT}{z_a}$, где u_k, u_a – подвижности катионов и анионов, а u_k статистически меньше u_a [108]. Величина $\Theta \approx 1$. Следовательно, знаки правых частей равенств (154) и (155) отрицательные, т. е. **электрическое поле диффузионной поляризации по знаку противоположно первичному.**

4.3. Уравнения поля вызванной поляризации в ионно-проводящей среде

Наблюдаемое в ионно-проводящей среде поле вызванной поляризации $\vec{E}_{ip}^m$ представляет собой сумму полей – поля приповерхностных зарядов электродов $\vec{E}_{ip}^e$ и поля объёмно распределённых зарядов поляризации диффузии $\vec{E}_{ip}^d$. $\vec{E}_{ip}^m = \vec{E}_{ip}^e + \vec{E}_{ip}^d$. (156)

Описание поля начнем с самого простого случая в однородной среде, рассматривая при этом только его амплитудные характеристики (опустив индексы векторов).

4.3.1. Уравнения поля в однородной среде

Величина напряженности поля ВП, создаваемого зарядами внешней обкладки двойного слоя электрода, через который идет ток, равна

$$E_{ip}^e = \frac{Q_{ip}^e}{\varepsilon_0 r^2}. \quad (157)$$

Для сферического электрода (который при достаточном от него удалении можно считать точечным) на основании выражения (133) заряд Q_{ip}^e равен

$$Q_{ip}^e = 4\pi a^2 \bar{\rho}_0 \frac{e^{\bar{\rho} t}}{1 + s\sqrt{t} f(pt)}, \quad (158)$$

где a – радиус электрода.

Величина $\bar{\rho}_0$ пропорциональна плотности стационарного заряда $\bar{\rho}_0^{st}$, равной [67]: $\bar{\rho}_0^{st} = \frac{\varepsilon I}{8\pi^2 a^2 \kappa}$. (159)

Обозначив коэффициент пропорциональности через η_0 , из равенства (158) получим $Q_{ip}^e = \frac{I}{2\pi\kappa} \eta(t)$, (160)

где $\eta(t) = \eta_0 \frac{e^{\bar{\rho} t}}{1 + s\sqrt{t} f(pt)}$. (161)

Следовательно, на основании выражений (157) и (160) величина напряженности поля ВП, создаваемая одним электродом, равна

$$E_{ip}^e = \frac{I}{2\pi r^2 \kappa} \eta(t). \quad (162)$$

Два электрода (А и В) создадут напряженность поля по направлению АВ величиной $E_{ip}^e = \frac{I}{2\pi\kappa} \eta(t) \varphi(r)$, (163)

где $\varphi(r) = \frac{r_A^2 \cos \alpha + r_B^2 \cos \beta}{r_A^2 r_B^2}$, (164)

α, β – углы между направлениями АВ и r_A или r_B .

Потенциал поля объемно распределенных в среде зарядов, обусловленных поляризацией диффузии, определяется на основе равенства (154) следующим выражением:

$$U_{ip}^d = \frac{I}{8\pi^{3/2} a^2 \varepsilon \sqrt{D_k}} \left(1 - \Theta \frac{j_a}{j_k} \sqrt{\frac{D_k}{D_a}} \right) \sqrt{t} \psi(\xi), \quad (165)$$

где $\psi(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{(4n^2 - 1)(n+1)!} (\xi_A^{2n+1} - \xi_B^{2n+1})$; $\xi_A = \frac{r_A}{2\sqrt{D_k t}}$; $\xi_B = \frac{r_B}{2\sqrt{D_k t}}$. (166)

Ряд (166) можно приближенно аппроксимировать функцией вида

$$\psi(\xi) = \ln \frac{r_A - r_0}{r_B - r_0} - g(r_A - r_B), \quad (167)$$

где g, r_0 – параметры, зависящие от диффузионных свойств среды и длительности пропускания тока.

Составляющая напряженности рассматриваемого поля диффузионной поляризации однородной и изотропной среды на основании равенства (165) равна $E_{ip}^d = \frac{I}{8\pi^{3/2}a^2\varepsilon\sqrt{D_k}} \left(1 - \Theta \frac{j_a}{j_k} \sqrt{\frac{D_k}{D_a}}\right) \sqrt{t} \Psi(r)$, (168)

$$\text{где } \Psi(r) = \frac{(r_A - r_0)\cos\alpha + (r_B - r_0)\cos\beta}{(r_A - r_0)(r_B - r_0)} - g. \quad (169)$$

На основании формул (157) и (168) представим теперь конечные выражения составляющих поля ВП в однородной изотропной среде по направлению АВ, совпадающему с осью x , при этом начало координат расположим в центре АВ. Они имеют вид

$$E_{ip}^e = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y) \bar{\eta}(t); \quad (170)$$

$$E_{ip}^d = -\frac{I}{8\pi^{3/2}a^2\varepsilon\sqrt{D_k}} \left(1 - \Theta \frac{j_a}{j_k} \sqrt{\frac{D_k}{D_a}}\right) \sqrt{t} \Psi(x, y); \quad (171)$$

$$E_{ip}^m = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y) \bar{\eta}(t) [1 - M\Omega(x, y)\Phi(t)]. \quad (172)$$

В этих выражениях приняты обозначения:

$$M = \frac{l}{4a^2\eta_0\varepsilon\sqrt{\pi D_k}} \left(1 - \Theta \frac{j_a}{j_k} \sqrt{\frac{D_k}{D_a}}\right); \quad (173)$$

$$\Phi(t) = \sqrt{t} \frac{1 + s\sqrt{t}f(pt)}{e^{pt}}; \quad (174)$$

$$F(x, y) = \frac{\left(1 + \frac{x}{l}\right) \left[\left(1 - \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2\right]^{3/2} + \left(1 - \frac{x}{l}\right) \left[\left(1 + \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2\right]^{3/2}}{\left\{\left[\left(1 + \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2\right] \left[\left(1 - \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2\right]\right\}^{3/2}}; \quad (175)$$

$$\Psi(x, y) = \frac{\left[\sqrt{\left(1 - \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2} - \frac{x_0}{l}\right] + \left[\sqrt{\left(1 + \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2} - \frac{x_0}{l}\right]}{\left[\sqrt{\left(1 - \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2} - \frac{x_0}{l}\right] \left[\sqrt{\left(1 + \frac{x}{l}\right)^2 + \left(\frac{y}{l}\right)^2} - \frac{x_0}{l}\right]} - g; \quad (176)$$

$$l = 1/2 AB; \quad \Omega(x, y) = \Psi(x, y)/F(x, y).$$

Формулы (170)–(172) определяют поле ВП и его слагаемые в однородной ионно-проводящей среде при пропускании через нее тока. После отключения его источника в соответствии с формулами (137) и (155) спад поля будет определяться выражениями

$$E_{ip}^e = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y) \eta(t); \quad (177)$$

$$E_{ip}^d = \frac{I}{8\pi^{3/2} a^2 \varepsilon \sqrt{D_k}} \left(1 - \Theta \frac{j_a}{j_k} \sqrt{\frac{D_k}{D_a}} \right) \sqrt{t_p} \Psi(x, y) \left[1 - \frac{I^*}{I} \sqrt{\frac{t}{t_p}} \right]; \quad (178)$$

$$E_{ip}^m = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y) \eta(t) [1 - M \Omega(x, y) \Phi(t)]. \quad (179)$$

В выражениях (177)–(179) приняты обозначения:

$$\eta(t) = \eta(t_p) \frac{e^{p_d t}}{1 + s_d \sqrt{t} f(p_d t)},$$

где p_d , s_d – параметры спада поляризации, определяемые формулами (129) и (130) при замене в них величины ξ_0 на значение ξ_0^d , которое принимает потенциал сразу же после отключения источника тока;

$$M_d = \frac{l}{4a^2 \eta_0 \varepsilon \sqrt{\pi D_k}} \left(1 - \Theta \frac{j_a}{j_k} \sqrt{\frac{D_k}{D_a}} \right) \frac{1 + s \sqrt{t_p} f(p t_p)}{e^{p t_p}} \sqrt{t_p},$$

$$\Phi_d(t) = \frac{1 + \bar{s}_d \sqrt{t} f(\bar{p}_d t)}{e^{\bar{p}_d t}} \left[1 - \frac{I_d}{I} \sqrt{\frac{t}{t_p}} \right].$$

Сравним величину E_{ip}^m , определяемую выражением (179), с однотипной составляющей первичного поля $E_{ex} = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y)$. Для этого составим отношение $\eta_a^m(t) = \frac{E_{ip}^m}{E_{ex}} = \eta(t) [1 - M_d \Phi_d(t) \Omega(x, y)]$. (180)

Величина $\eta_a^m(t)$ только в частном случае, когда вторым членом в квадратных скобках выражения (180) можно пренебречь, не зависит от координат точки, т. е. представляет графически прямую линию по направлению профиля, а в общем имеет вид, показанный на рис. 23.

Влияние анизотропии среды на закономерности поля ВП пока не изучено. Можно лишь, исходя из общих соображений и имеющегося опыта работ, полагать, что разработанные теоретические положения [19] теории электростационарного поля для анизотропных сред приложим и к полю ВП. Вместе с тем необходимо отметить, что анизотропия пород, связанная со слоистостью, выражается в резком увеличении диффузионной поляризации вследствие [107] адсорбции ионов определенного знака на границе слоев с различными диэлектрическими проницаемостями, что приводит к образованию объёмного заряда в среде – математически это выражается в усилении неравенства плотностей токов анионов и катионов, т. е., в соответствии с формулой (171) к увеличению диффузионного компонента поля ВП.

4.3.2. Особенности поля ВП в неоднородной ионно-проводящей среде

При подключении источника тока к токовым электродам создается внешнее (по отношению к объекту) электрическое поле $\vec{E}_e$, которое обуславливает возникновение поля электрической поляризации объекта $\vec{E}^o$. Составляющая по оси x наблюдаемого в этот момент электрического поля равна $E_x^h = E_{ex} + E_x^o = E_{ex} + F(E_{ex})$. Аналогично электрическое поле, обусловленное вызванной поляризацией электродов, представлено суммой поля ВП самих электродов и поля электрической поляризации объекта, возникшего под действием поля ВП электродов: $E_{ipx}^{eh} = E_{ipx}^e + F(E_{ipx}^e)$. Или, учитывая соотношение (170):

$$E_{ipx}^{eh} = \bar{\eta}(t_p) [E_{ex} + F(E_{ex})]. \quad (181)$$

Электрическое поле диффузионной поляризации неоднородной среды $\vec{E}_{ip}^{dh}$ связано с первичным полем $\vec{E}_e$ некоторой функциональной зависимостью вида $\vec{E}_{ipx}^{dh} = G(E_{ex})$.

На основании равенств (181) и (182) найдем составляющую электрического поля ВП в неоднородной ионно-проводящей среде:

$$E_{ipx}^{hm} = \bar{\eta}(t_p) [E_{ex} + F(E_{ex})] + G(E_{ex}). \quad (183)$$

Составляющая суммарного электрического поля будет равна

$$E_{px} = E_{ex} + F(E_{ex}) + \eta(t_p)[E_{ex} + F(E_{ex})] + G(E_{ex}). \quad (184)$$

После выключения тока, в соответствии с формулами (177)–(179)

$$E_{ipx}^{hm} = \eta(t)[E_{ex} + F(E_{ex})] + \omega(t)G(E_{ex}), \quad (185)$$

$$\text{где } \omega(t) = \left[1 - \frac{I^*}{I} \sqrt{\frac{t}{t_p}} \right]. \quad (186)$$

Сравним величины E_{ipx}^{hm} и E_{px} , составив их отношение. В результате получим $\eta_a^{hm} = \frac{E_{ipx}^{hm}}{E_{px}} = \frac{\eta(t)}{1 + \eta(t_p) + \omega(t)G/E_{px}} + \frac{\omega(t)G(E_{ex})}{E_{px}}$. (187)

Из последнего выражения следует, что в ионно-проводящей среде (не содержащей электронных проводников), неоднородной по сопротивлению, величина отношения напряженностей полей является сложной функцией, но, отнюдь, непостоянной величиной. Даже тогда, когда $\eta(t_p) + \omega(t)G/E_{px} \ll 1$, сохраняется функциональная зависимость между полями вследствие диффузионной поляризации среды

$$\eta_a^{hm} = \eta(t) + \frac{\omega(t)G(E_{ex})}{E_{px}}. \quad (188)$$

Поле диффузионной поляризации неоднородной среды E_{ip}^{dh} можно представить в виде суммы полей: поля однородной среды E_{ip}^d и поля E_{ip}^{do} объекта, созданного действием поля E_{ipx}^d

$$E_{ipx}^{dh} = E_{ipx}^d + E_{ipx}^{do} = G_0(E_{ex}) + G^o(E_{ex}). \quad (189)$$

При достаточно хорошо выраженной диффузионной поляризации (при длительном пропускании тока возможно большей силы) аномальный диффузионный эффект объекта будет противоположен по знаку его эффекту проводимости (электрической поляризации).

Становление и спад полей ВП в однородной и неоднородной ионно-проводящей средах подчиняются единым временным зависимостям.

Необходимо отметить, что эффекты диффузионной поляризации геологических объектов представляют большой самостоятельный интерес при решении задач геокартирования, при поисках грунтовых вод, о чем свидетельствуют практические результаты работ [71, 148]

– и, возможно, для задач нефтяной геологии, т. к. связаны с диффузионными и адсорбционными свойствами горных пород, которые характеризуются значительной дифференциацией [28], но это темы отдельного обсуждения. Мы ограничимся рассмотрением только определенного круга вопросов.

Итак, влияние неоднородностей по сопротивлению в ионно-проводящей среде не может быть исключено, в общем случае, путем представления результатов измерений поля ВП в виде отношения напряженностей вторичного и первичного полей. Это можно осуществить лишь путем разделения слагаемых полей ВП, например по их спаду [9].

5. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОЛЯ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИОННО-ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

5.1. Компоненты поля

Наблюдаемое в ионно-проводящей среде электрическое поле вызванной поляризации состоит из нескольких слагаемых. Его аномальная часть, обусловленная дифференциацией горных пород по диффузионным, сорбционным и фильтрационным свойствам, составляющая предмет изучения при гидрогеологических и инженерно-геологических изысканиях [71, 74], определении коллекторских свойств пород [34, 37] и других исследованиях, не связанных с поисками электронно-проводящих рудных тел, в этом разделе не рассматривается. Здесь анализируется поле, связанное с процессами, протекающими на токовых электродах и в окружающей их среде, которая принимается однородной. Это поле будем называть нормальным полем (применительно к задачам рудной геофизики).

В соответствии с содержанием предыдущего раздела, нормальное поле ВП представлено двумя компонентами: $\vec{E}_{ip}^e$ – полем поляризации электродов, – и $\vec{E}_{ip}^d$ – полем диффузионной поляризации среды. Величина этих компонентов и соотношение между ними зависят от ряда факторов, среди которых важную роль имеют методические условия. Рассмотрим вначале первый компонент, определяемый формулой (170)

$$E_{ip}^e = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y) \bar{\eta}(t), \quad (170)$$

где
$$\bar{\eta}(t) = \bar{\eta}_0 \frac{e^{\bar{p}t}}{1 + s\sqrt{t}f(\bar{p}t)}; \quad (161)$$

$$s = \frac{8|vj|}{\sqrt{\pi D F z c_0}(0)} th\left(\frac{zF}{RT} \xi_0\right); \quad (129)$$

$$p = \frac{\left(1 - 2 \frac{\kappa}{\kappa_\delta} \sqrt{\frac{\varepsilon_\delta}{\varepsilon_d}}\right) j}{2\lambda_e F z c_0(0)} sch\left(\frac{zF}{RT} \xi_0\right). \quad (130)$$

Начальная (при $t = 0$) амплитуда E_{ip}^e поля электродов определяется концентрацией ионов (или, иначе, электропроводностью среды), её диэлектрической проницаемостью, а также потенциалом электрода (с которым связана величина ξ_0). Позже (при $t \neq 0$) амплитуда поля определяется ещё и параметрами s и p .

Зависимость величины E_{ip}^e от удельной электропроводности среды сложная: при её определении необходимо учесть и не вполне линейную зависимость электропроводности от концентрации ионов и другие факторы. Аналогичные замечания можно сделать по зависимости поля ВП электродов от диэлектрической проницаемости. Поэтому, показанные на рис. 24 графики, характеризующие роль этих факторов, следует рассматривать как приближённые.

Величина E_{ip}^e имеет максимум при определенных значениях κ и ε_d . Абсциссы максимума смещаются при изменении длительности пропускания тока t . При увеличении или уменьшении электропроводности среды, или её диэлектрической проницаемости, значение E_{ip}^e уменьшается. То есть для определенных геоэлектрических условий существует оптимальное время пропускания тока для получения определенного результата, например, минимального уровня нормального поля – оно отнюдь не равно нулю, что видно из примеров (рис. 24, *ж* и 24 *з*).

Величину D , определяющую параметр s , следует понимать [28] как эффективный коэффициент диффузии, учитывающий и избирательную сорбцию ионов и конвекцию жидкости. Диффузионные свойства среды, непосредственно окружающей электрод, определяют амплитуду E_{ip}^e : при увеличении D уменьшается E_{ip}^e так, если электрод помещен в воду, поляризация почти отсутствует, т. к. конвективная диффузия в ней велика, к тому же велика и диэлектрическая проницаемость. На рис. 25 показан пример, иллюстрирующий зависимость поля ВП от условий заземления токовых (питающих) электродов. При установке электрода в карман наносов уровень поля ВП снижается. Поэтому, если электроды установки находятся в различных условиях заземления при относительной однородности среды, нормальное поле (представляющее сумму полей электродов, когда поляризация среды невелика) не имеет определенного уровня, а изменяется от электрода к электроду.

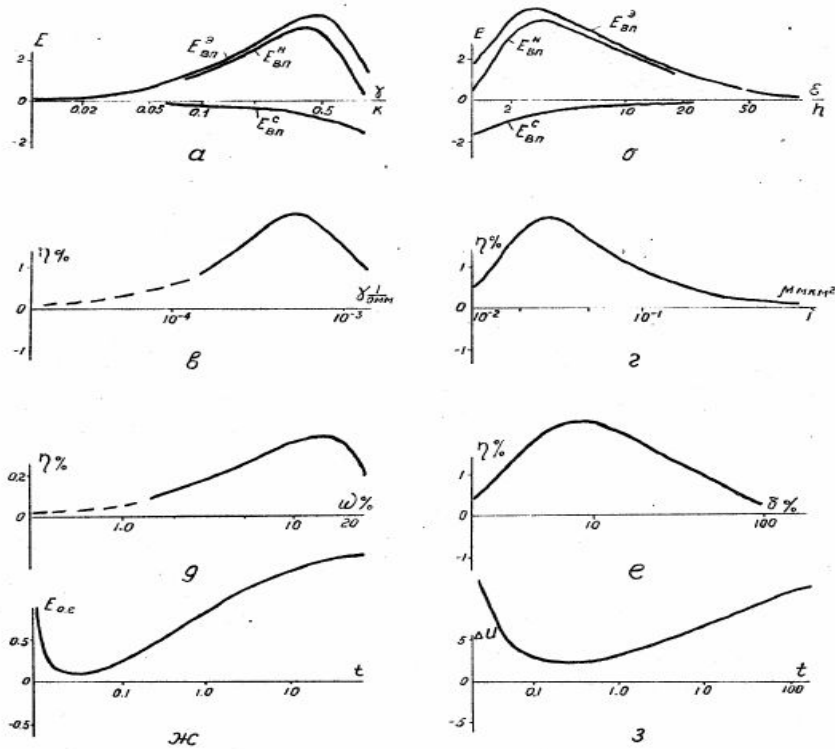


Рис. 24. Теоретические – а, б, ж – и эмпирические – в, г, д, е, з – зависимости вызванной поляризации ионно-проводящих сред от: электропроводности (а, в – песка – по [47]), диэлектрической проницаемости (б), проницаемости пород (г) – по [69] – влажности (д) песчано-глинистой смеси – по [71] – и содержания в ней глинистых примесей (е), длительности (ж, з) пропускания тока

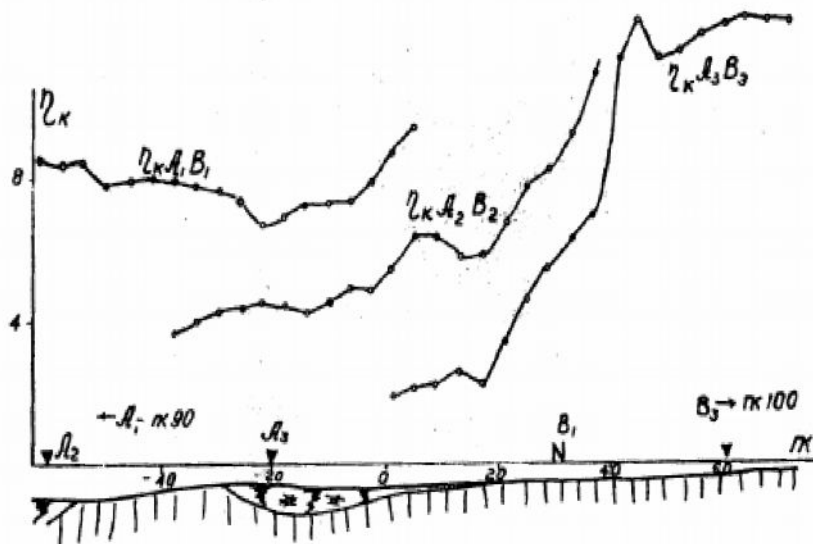


Рис. 25. Зависимость вызванной поляризации от условий заземления токовых электродов: в наносах или в углисто-кремнистых сланцах

Влияние электрохимической активности самих электродов на процесс их поляризации сказывается лишь при малых напряжениях – при моделировании, – в полевых условиях оно почти незаметно. Это обусловлено резким увеличением проводимости перехода κ_δ при росте потенциала электрода: $\kappa_\delta = \kappa_{\delta,0} ch\xi$, что приводит к независимости параметра p от материала электрода.

Рассмотрим теперь второй компонент поля, определяемый формулой:

$$E_{ip}^d = -\frac{I}{8\pi^{3/2}a^2\varepsilon\sqrt{D_k}}\left(1 - \Theta\frac{j_a}{j_k}\sqrt{\frac{D_k}{D_a}}\right)\sqrt{t}\Psi(x,y). \quad (171)$$

Величина электрического поля диффузионной поляризации среды E_{ip}^d зависит от нескольких факторов, отражающих свойства среды и методические условия.

Плотность тока j на электроде включает в неявном виде факторы: удельную электропроводность среды ($\vec{j} = \kappa\vec{E}$) и напряженность первичного поля, а также степень неоднородности поля, определяемую радиусом кривизны электрода, при принятой его сферической форме. Зависимость E_{ip}^d от удельной электропроводности среды κ близка к линейной – (рис. 24, а) – также как и от диэлектрической проницаемости – (рис. 24, б) (с обратным знаком). Такая же, только обратная, зависимость напряженности поля E_{ip}^d от величины $\sqrt{D_k}$. Различие в величинах коэффициентов диффузии катионов и анионов также отражается на уровне поля E_{ip}^d .

Зависимости эффектов поляризации пород от их пористости, влажности и других петрогенетических свойств связаны с отмеченными закономерностями изменения компонентов поля от электрических параметров, что видно из примеров, приведенных на рис. 24.

Сильное влияние на величину E_{ip}^d оказывают сорбционные свойства среды, приводящие к неравенству токов анионов и катионов, как это видно из выражения (171), и, как следствие, к увеличению объемной поляризации. Это ярко проявляется в тонкослоистых средах, для которых характерна [87] адсорбция ионов определенного знака (зависящего от знака потенциала электрода) на границе слоёв. В них сильно увеличивается поляризация и электродов и среды, что обеспечивает четкое проявление двух компонентов в наблюдаемом электри-

ческом поле вызванной поляризации. Это наглядно выражается при полевых (осциллографических) измерениях в следующем.

Вблизи электродов при достаточной длительности пропускания тока поле меняет знак и становится отрицательным. На некотором удалении от электродов поле уже положительно, но при спаде во времени, после выключения тока, переходит в отрицательное, а затем вновь становится положительным и, наконец, спадает до нуля. На еще большем удалении поле положительно в течение всего спада. При дальнейшем удалении от электродов изменение соотношений во времени между компонентами поля становится все менее заметным т. к. диффузионное облако поляризации постепенно рассеивается при удалении от электрода. На рис. 26, *а* и 26, *б* показаны полевые примеры (по участку Брусиловский), иллюстрирующие описанные закономерности.

Отмеченные временные особенности поля ВП, зависящие от расстояния до электрода и длительности пропускания тока, обусловлены тем, что рассмотренные компоненты имеют разные знаки и изменяются как во времени, так и в пространстве, по различным законам. Закономерности изменения компонент в пространстве обуславливают дугообразную форму графиков кажущейся поляризуемости η_k . Чем больше поле диффузионной поляризации среды, тем сильнее выражена дугообразность. Это отчетливо проявляется при увеличении длительности пропускания тока (что будет показано на полевых примерах немного ниже).

Форма кривых спада ВП вблизи электродов зависит и от силы тока. При этом наблюдаются закономерности, аналогичные описанным при варьирующих расстояниях и временах. Они отмечены и другими авторами [70, 77, 147].

Два выделенных компонента практически полностью характеризуют поле ВП после выключения тока. При измерениях его во время пропускания тока необходимо учитывать релаксационное поле [66], пропорциональное первичному, противоположно ему направленному и спадающему после выключения тока практически мгновенно (за 10^{-7} – 10^{-9} с). При измерениях эффектов ВП его влияние выражается в том, что поле ВП при пропускании тока всегда меньше, чем после его выключения.

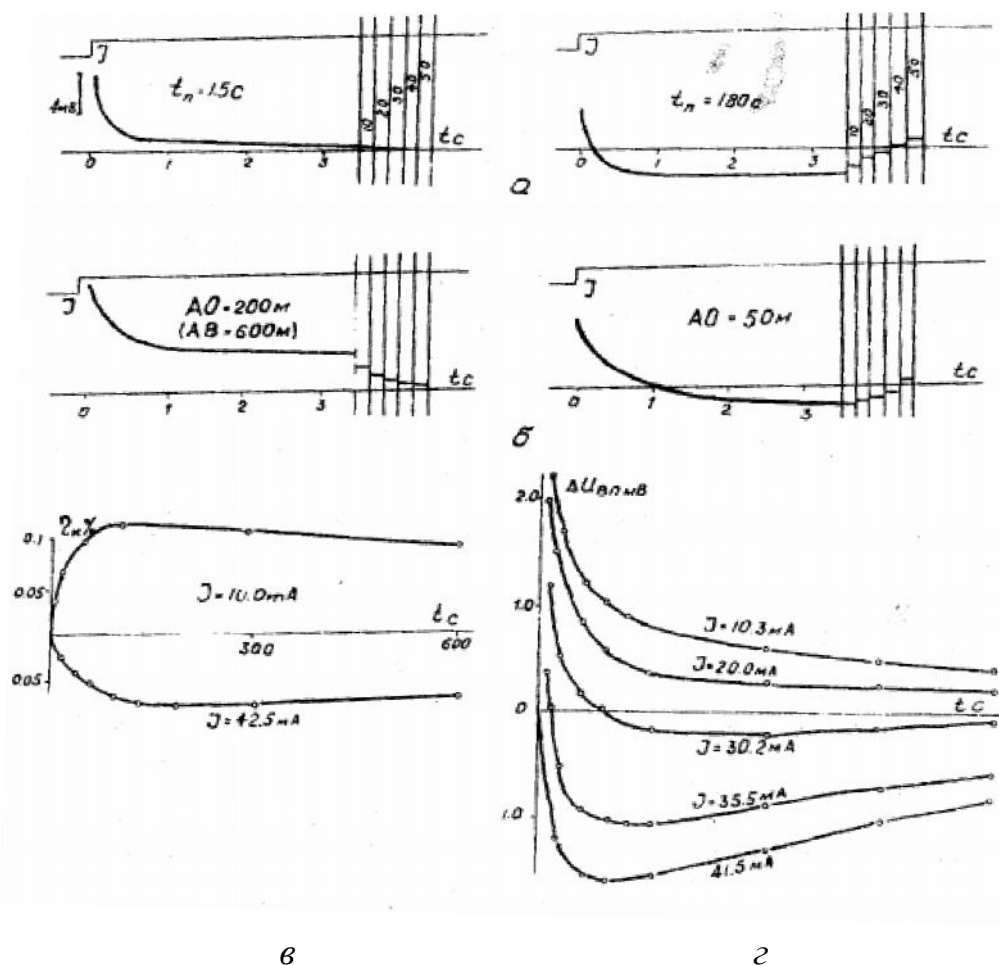


Рис. 26. Вызванная поляризация горных пород в зависимости от:
а – длительности поляризации; б – удаления от токового электрода;
в, г – силы тока и времени его пропускания по [70]

Рассмотренные в общих чертах закономерности поля в однородной ионно-проводящей среде (нормальное поле) указывают на то, что амплитуды его компонентов и их соотношение зависят, помимо геоэлектрических условий, еще и от методических факторов, что даёт возможность выделения (расчета) компонентов, т. е. позволяет исключать их из наблюдаемого суммарного поля, и, вместе с тем, приводит к необходимости оптимизации условий принудительной поляризации геологической среды.

5.2. Становление и спад поля

Становление и спад поля ВП в ионно-проводящей среде описываются формулами

$$E_{ip}^m = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y) \bar{\eta}(t) [1 - M\Omega(x, y)\Phi(t)], \quad (172)$$

$$E_{ip}^m = \frac{I}{2\pi l^2 \kappa} F(x, y) \eta(t) [1 - M\Omega(x, y)\Phi(t)]. \quad (179)$$

Они почти идентичны, отличаются лишь входящими в них параметрами, которые и определяют различие временных функций $\eta(t)$ и $\eta(t)$.

Рассмотрим вначале временные изменения поля ВП в предположении, что диффузионная поляризация среды пренебрежимо мала и поле ВП определяется только диффузионной поляризацией токовых электродов. В соответствии с выражениями (129), (130) и (161), приведенными в предыдущем параграфе, процесс её становления и спада зависит, прежде всего, от диффузионных свойств среды, отношения электропроводностей плотной и диффузной частей двойного слоя, концентрации ионов в растворе (определяющей электропроводность среды) и плотности тока, проходящего через электроды. Так как электропроводность плотной части двойного слоя зависит в соответствии с зависимостью $\kappa_\delta = \kappa_{\delta,0} ch\xi$ нетрудно установить, что при пропускании тока значение κ/κ_δ обычно меньше единицы, а после выключения – больше единицы. При применяемых в практике работ методом ВП плотностях тока направление вторичного поля поляризации электродов совпадает с направлением первичного.

Величина потенциала поляризации электрода обратно пропорциональна концентрации ионов, следовательно, с ростом удельного электрического сопротивления пород, прилегающих к электроду, увеличивается потенциал поляризации электрода. Ход процесса поляризации электрода может значительно изменяться в зависимости от величины параметров p и s , т. е. от плотности тока и удельного электрического сопротивления пород. Процесс спада поляризации электродов почти однотипен, т. к. пределы изменения начальных условий при спаде значительно уже, чем при становлении. Это хорошо подтверждается опытом работ в различных геологических условиях. На рис. 27 приведены теоретические кривые спада поля ВП электродов по уравнению (179). Под величинами A и A_0 на нём следует понимать значения потенциалов или напряженностей поля ВП, соответственно в текущий и нулевой моменты времени после выключения тока. Цифры на кривых – значения параметра p .

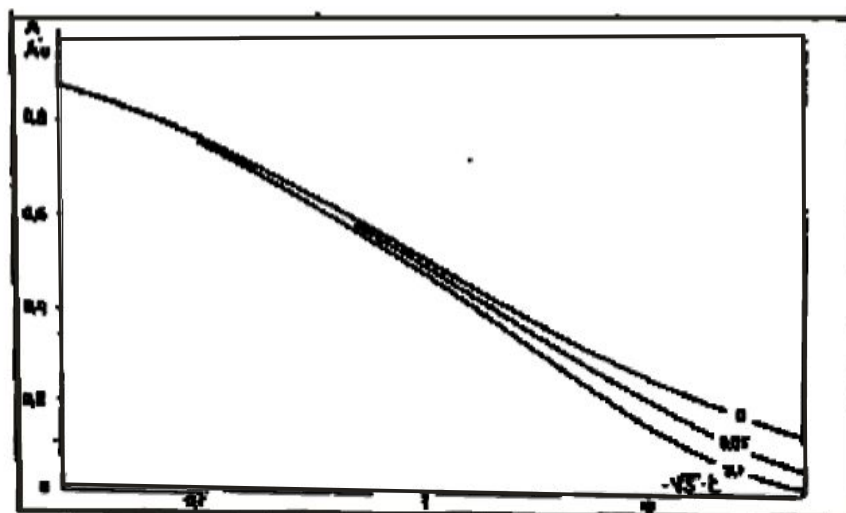
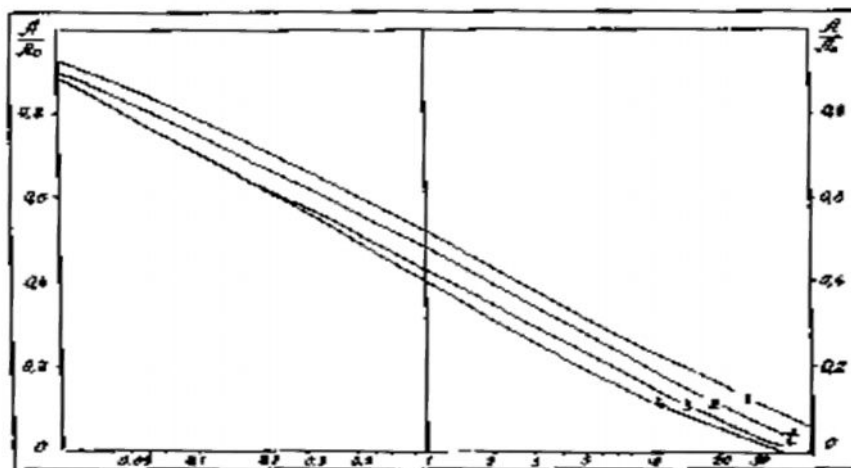


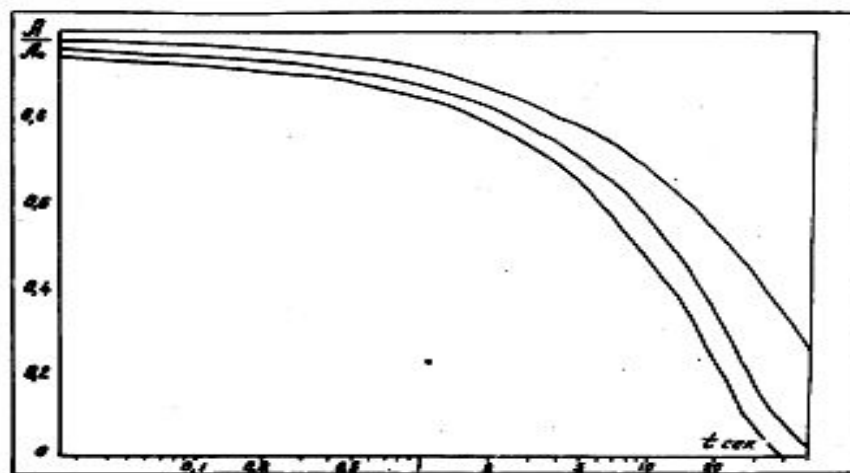
Рис. 27. Теоретические кривые спада ВП токовых электродов

Сопоставление большого числа практических кривых спада поля ВП в горных породах, примеры которых показаны на рис. 28, с теоретическими показывает, что они совпадают с вполне приемлемой погрешностью. Это обстоятельство можно принимать как доказательство правильности теоретических выводов. Лабораторные эксперименты также подтверждают это положение. Поляризация электродов в воде очень мала вследствие конвективной диффузии, что эквивалентно резкому увеличению эффективного значения коэффициента диффузии D . В монолитах плотных пород поляризация электродов резко увеличивается, особенно в сланцах.

Вызванная поляризация образцов углей и углистых сланцев, помещенных в бак с водой в качестве моделей объектов, почти отсутствует – в отличие от графитовых и полиметаллических образцов, обладающих высокой поляризуемостью. Но при расположении четырехэлектродной установки на тех же образцах углей и сланцев наблюдаются высокие уровни поля ВП. При этом с изменением материала питающих электродов (медь – графит) несколько меняется ход переходного процесса ВП – рис. 29. Следует заметить, что в полевых условиях – при потенциалах токовых электродов примерно на два порядка больших, чем в лабораторных экспериментах – такая зависимость от материала электрода практически отсутствует.



а



б

Рис. 28. Спад вызванной поляризации в горных породах:
 а – при доминировании ВП токовых электродов (1 – в песчаниках; 2 – в альбитах; 3 – в углистых сланцах; 4 – в кремнистых сланцах); б – при выраженной диффузионной поляризации обводнённых зон дробления пород

Одним из доказательств тому, что наблюдаемые в геофизической практике высокие значения кажущейся поляризуемости на участках развития различных сланцев и других сильно метаморфизованных пород [47, 56] обусловлены в основном диффузионной поляризацией электродов служит тот факт, что перенесение токового электрода из сланцев в карман наносов резко снижает уровень поля поляризуемости (рис. 25, 30). При этом наблюдается плавное изменение его уровня от электрода к электроду, соответствующее суперпозиции полей двух точечных источников различной интенсивности.

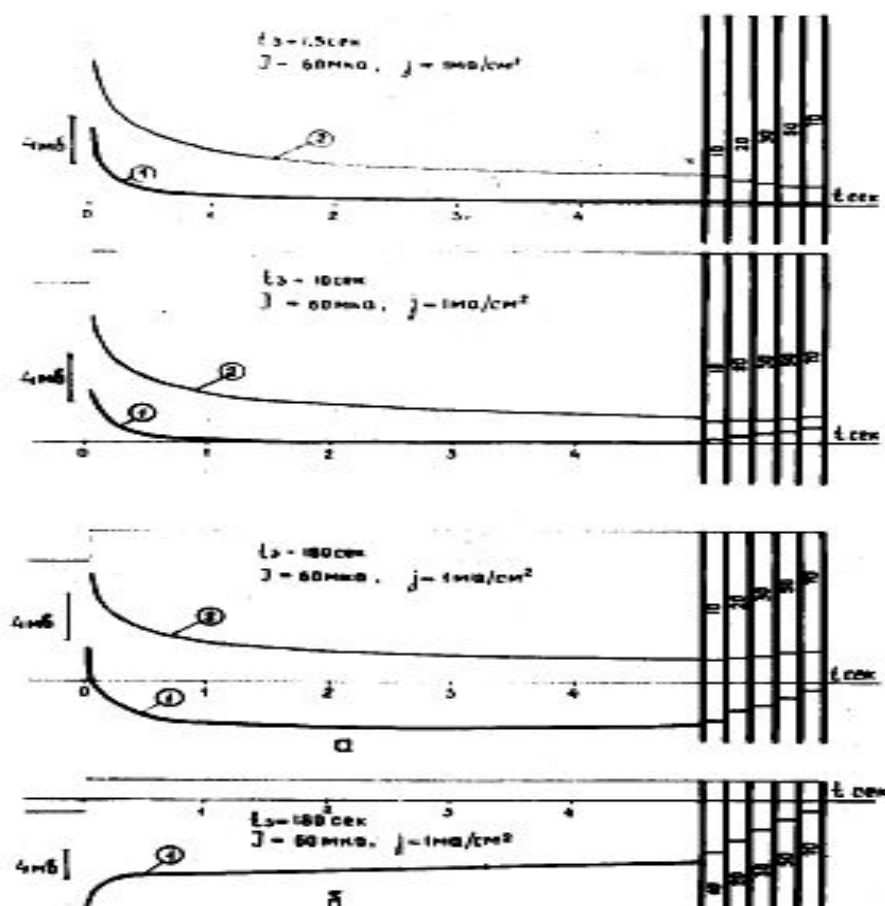


Рис. 29. Спад вызванной поляризации в монолите углисто-кремнистых сланцев при введении в него тока через медные (1) или графитовые (2) электроды, при размещении измерительных (приёмных) электродов:
а – в центре установки; б – вблизи токового электрода

Величина поляризуемости образцов углисто-кремнистых сланцев, определенная по измерениям на лабораторной установке [57], имеет порядок десятков процентов, но она составляет первые единицы процентов у тех же, но мелко раздробленных, образцов. Электронно-проводящие агрегаты (пирит, полиметаллическая руда, графит) практически не изменяют величины поляризуемости при дроблении. Эти факты указывают на то, что возникновение большого по величине вторичного электрического поля в углистых сланцах и других породах с низкой электропроводностью связано при небольших плотностях токов на электродах (порядка 10^{-4} – 10^{-3} А/см²) и кратковременном (секунды – первые десятки секунд) пропускании тока в основном с диффузионной поляризацией электродов (зависящей от диффузионных свойств среды), а не с поляризацией перехода, обусловленной сменой типа электропроводности.

*а – на участке с переменной мощностью наносов;
б – на вертикально-слоистой структуре (по [49])*

На связь поля ВП в горных породах с поляризацией токовых электродов указывают косвенные факты. Важнейшим из них является то, что структура поля ВП при условиях, обеспечивающих минимальную диффузионную поляризацию среды, почти идентична структуре первичного поля. Это возможно в том случае, когда источники первичного поля и поля ВП локализованы в одних и тех же точках и лишь отличаются по величине.

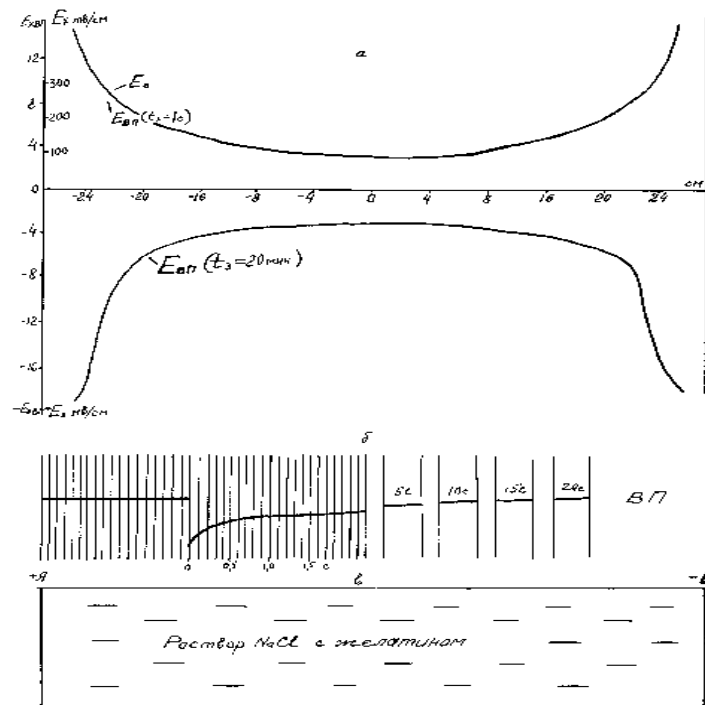


Рис. 31. Вызванная поляризация однородной среды при затрудненной диффузии:

а – графики напряженностей полей; б – осциллограмма спада ВП; в – сечение модели (плотность тока 10 мА/см²)

Поляризация токовых электродов часто доминирует в суммарном процессе, но далеко не всегда: при увеличении длительности пропускания тока, его плотности и соответствующих диффузионных свойствах среды может играть заметную роль и даже преобладать поляризация горных пород. В модельном эксперименте (рис. 29), выполненном на монолите (20*20*10 см) углисто-кремнистых сланцев, наглядно прослеживается зависимость становления и спада поля ВП от длительности пропускания тока. При участии одного поляризационного процесса электродов следовало бы ожидать роста измеряемой разности потенциалов ВП (между неполяризующимися электродами) с течением времени поляризации, но фактически наблюдается постепенное её уменьшение и даже изменение знака. На осциллограммах спада ВП отчетливо проявляются два процесса, которые в сумме определяют наблюдаемую сложную форму кривой. Такие же кривые наблюдаются и в полевых условиях. Первая составляющая поля ВП, выраженная в относительно чистом виде при кратковременном пропускании тока, равном 1,5 с, обусловлена поляризацией токовых электродов. Вторая составляющая, проявляющаяся при длительном пропускании тока,

связана с поляризацией среды – она по разному выражена на различном расстоянии от токовых электродов. Последний факт указывает на то, что пространственные изменения первой и второй составляющей поля ВП в среде различны. Наиболее сильно диффузионная поляризация пород проявляется вблизи электродов. Закономерности пространственного изменения поля диффузионной поляризации среды очень наглядно наблюдаются в лабораторных условиях на моделях: подсоленном водном растворе агар-агара и глине (рис. 31, 32).

Наложение диффузионной поляризации среды на поляризацию электродов видно на осциллограммах спада ВП (рис. 29). При последовательном рассмотрении процессов спада на различном расстоянии от электрода видно как концентрационные изменения распространяются с течением времени пропускания тока от электрода в окружающую среду. Вблизи электродов поле ВП уменьшается значительно быстрее за счет диффузионной поляризации, чем вдали от них. Через некоторое время (зависящее от плотности тока) поле ВП вблизи электродов меняет знак, в то время как на удалении от них знак остается (до определенного момента) прежним. Но по истечении необходимого времени изменение знака поля происходит во всем межэлектродном интервале.

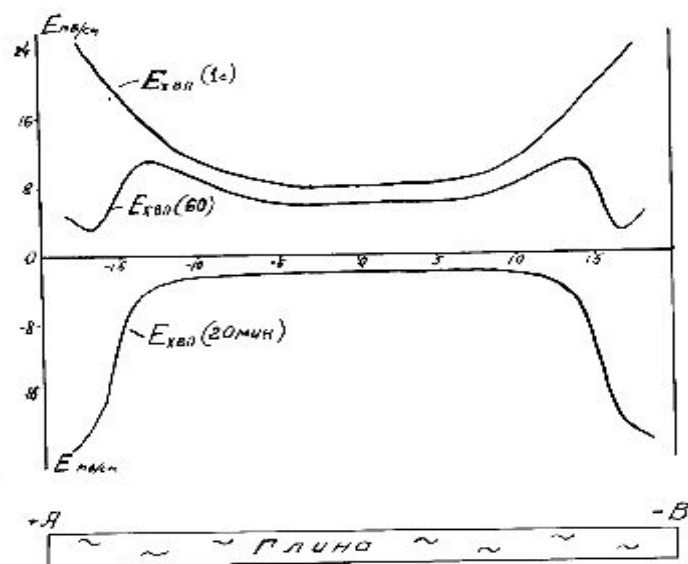


Рис. 32. Электрическое поле в слое глины (цифры в скобках у кривых – длительность пропускания тока: 1 с, 60 с, 20 мин; плотность тока 10 мА/см^2)

Электрическое поле диффузионной поляризации среды отличается от других полей ходом становления и спада. На рис. 33 приведены теорети-

ческие кривые, рассчитанные по формуле (178), в которой принято: $Q_c = I^* / I$, при этом **необходимо подчеркнуть, что по знаку это поле противоположно первичному полю и полю поляризации электродов.**

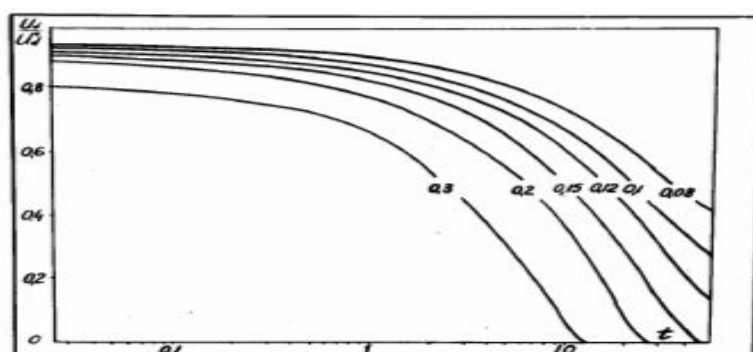


Рис. 33. Теоретические кривые спада поляризации диффузии (цифры на кривых – значения параметра Q_c)

В практике полевых исследований поле диффузионной поляризации пород отчетливо проявляется на участках, сложенных древними сланцевыми толщами с большим сопротивлением. Наложение его на поле поляризации электродов выражается в закономерном уменьшении наблюдаемых значений поляризуемости от центра установки к токовым электродам (рис. 34).

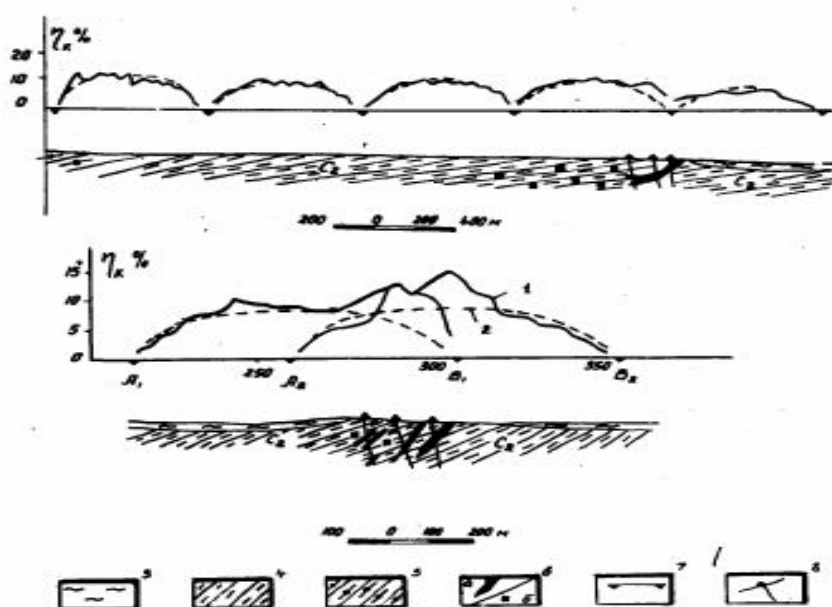


Рис. 34. Поле ВП в метаморфических породах, по [56]
 1 – графики кажущейся поляризуемости; 2 – графики фоновой поляризуемости; 3 – четвертичные отложения; 4 – кремнисто-хлоритовые сланцы; 5 – углисто-кремнистые сланцы; 6^а – рудное тело; 6^б – зона сульфидной минерализации; 7 – токовые электроды; 8 – буровые скважины

Сложение двух компонентов поля ВП хорошо выражено вблизи электродов в своеобразном ходе процесса его спада (рис. 35).

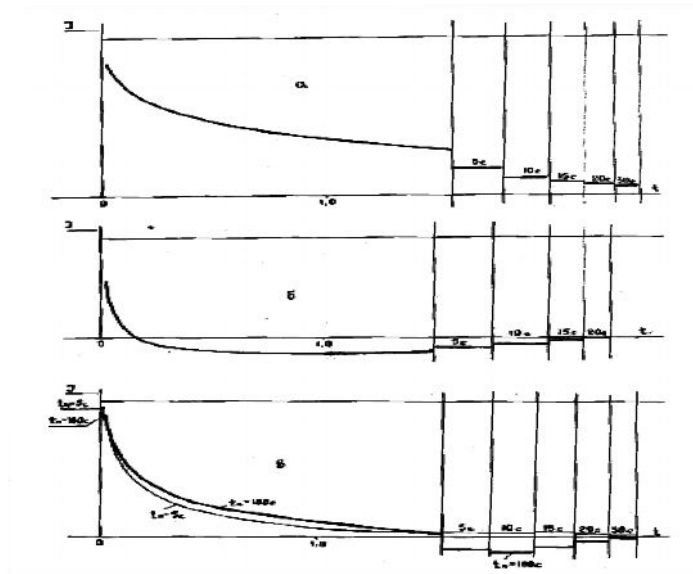


Рис. 35. Спады поля ВП в "пустых" породах:

а – вдали от токовых электродов; *б* – вблизи от токового электрода;
в – вблизи от электрода при различной длительности пропускания тока (5 и 180 с)

Суперпозиция двух электрических полей наблюдается и при сопоставлении кривых спада ВП по безрудному участку, соответствующих различным длительностям пропускания тока (рис. 36 б).

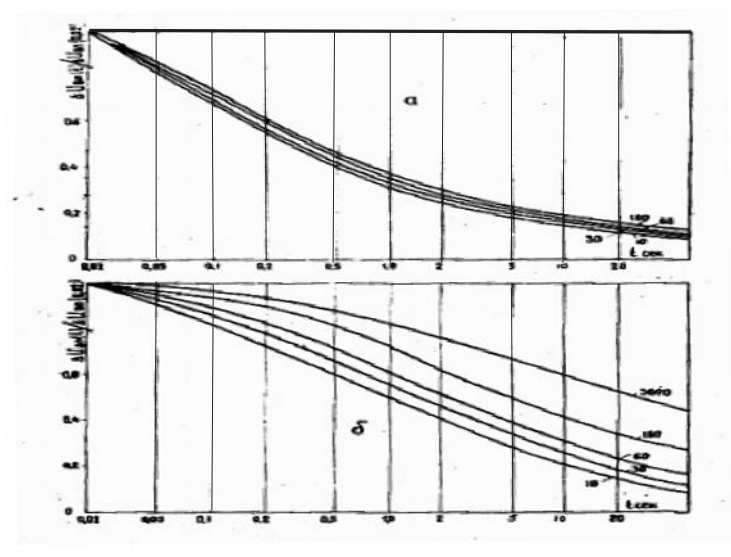


Рис. 36. Кривые спада ВП в зависимости от длительности поляризации (цифры у кривых – время, с):

а – на рудном участке; *б* – на безрудном

На этом рисунке видно, что за счет наложения обратной по знаку разности потенциалов диффузионной поляризации изменяется форма кривых спада ВП. В зоне аномалии от электронно-проводящего объекта практически отсутствует такая зависимость, т. к. относительная величина поляризации пород здесь мала.

При моделировании, результаты которого показаны на рис. 31, созданы условия – устранена конвективная диффузия путем желатинизации водного раствора для доминирования диффузионной поляризации среды. В полевой практике был подобран участок – древние метаморфические толщи – с подобными электрохимическими условиями, на котором выполнена серия измерений для изучения закономерностей процесса поляризации пород, часть полученных результатов в качестве примеров приведена на рис. 37–40 (сведения об участке Брусиловский приведены в главе 8).

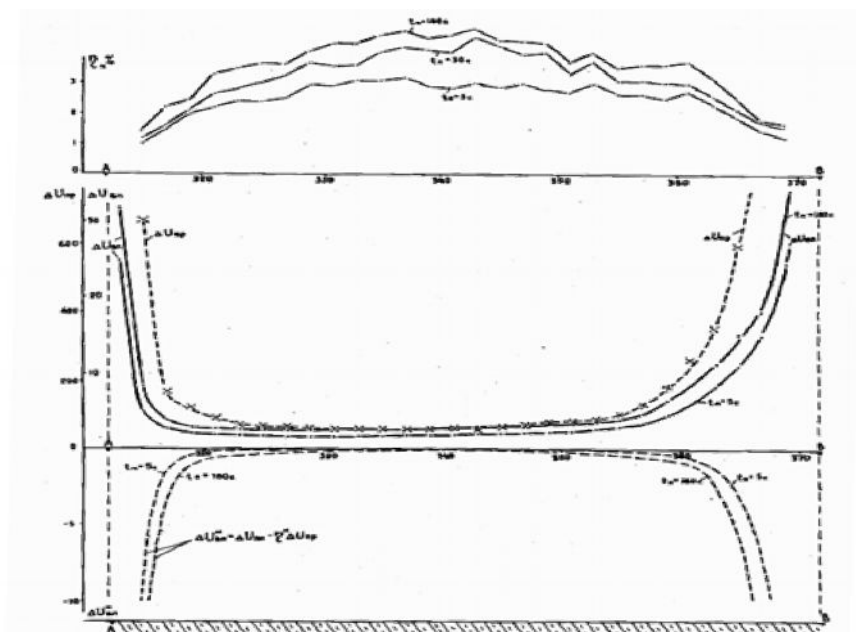


Рис. 37. Поле ВП в углисто-кремнистых сланцах в зависимости от длительности пропускания тока (5, 30, 180 с – цифры у кривых)

На рис. 37 приведены графики значений разностей потенциалов, измеренные: $\Delta U_{\text{пр}}$ – перед выключением тока; $\Delta U_{\text{ВП}}$ – через 0,02 с после его выключения, а также вычисленные по формулам $\eta_k = \Delta U_{\text{ВП}} / \Delta U_{\text{пр}} \cdot 100 \%$ и $\Delta U^H_{\text{ВП}} = \Delta U_{\text{ВП}} - \eta^H \Delta U_{\text{пр}}$. (Здесь η^H – уровень фона в относительных единицах.) Из них видно, что поле диффузионной поляризации среды противоположно по знаку первичному. Оно отличается характером спада во времени от поля ВП электродов, а также

законом изменения в пространстве. Эти отличия являются основанием для разделения полей ВП.

В дополнение к зависимостям, изображённым на рис. 37 и характеризующим изменение составляющих напряжённости полей, на рис. 38 показаны для большей наглядности графики потенциалов полей в смежном интервале того же профиля между токовыми электродами, при пропускании тока и после его выключения. Из сопоставления графиков видно, что они в грубом приближении одинаковы, что свидетельствует о доминировании поля поляризации электродов, на которое накладывается поле диффузионной поляризации пород и аномальное поле ВП локального объекта, обладающего электронной проводимостью.

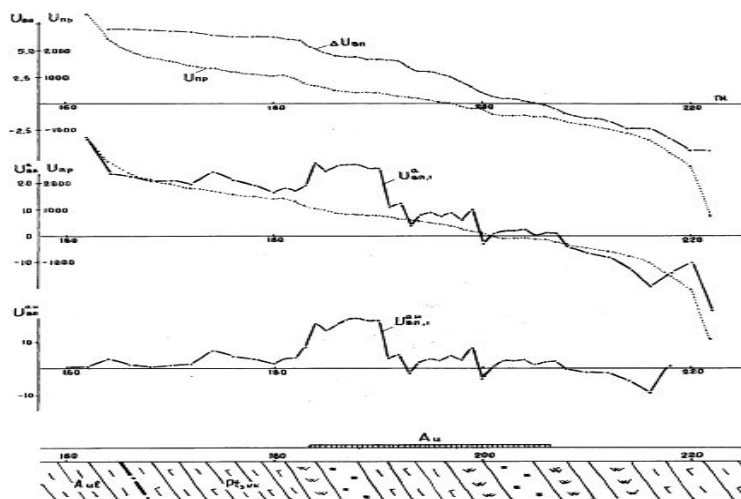


Рис. 38. Изменение потенциалов между токовыми электродами (пк 155 и 225) по профилю I участка Брусиловский:

$U_{пр}$ — при пропускании тока; $U_{вп}$ — после выключения тока; $U_{вп}^a$ — аномальная часть потенциала поля ВП

На рис. 39 и 40 показаны осциллограммы спада разностей потенциалов ВП между приёмными электродами (в точках того же профиля участка Брусиловский), удаленными на различные расстояния от токовых электродов, при различных длительностях пропускания тока. Из них явно видно, что выбором соответствующих методических условий для конкретной геологической среды можно менять соотношение между компонентами поля ВП и устанавливать такие, при которых поляризация среды минимальна, или, наоборот, ярко выражена. Необходимость обеспечения последнего условия может быть связана с поисками грунтовых вод, прослеживанием разломов и с другими геологическими задачами.

Анализ материалов по более чем пятидесяти участкам показал, что поле ВП в породах практически определяется двумя рассмотренными компонентами: диффузионной поляризацией токовых электродов и диффузионной поляризацией среды. Такими известными из электрохимии источниками поляризации, как электрокинетические явления, можно пренебречь [34], т. к. их влияние пренебрежимо мало.

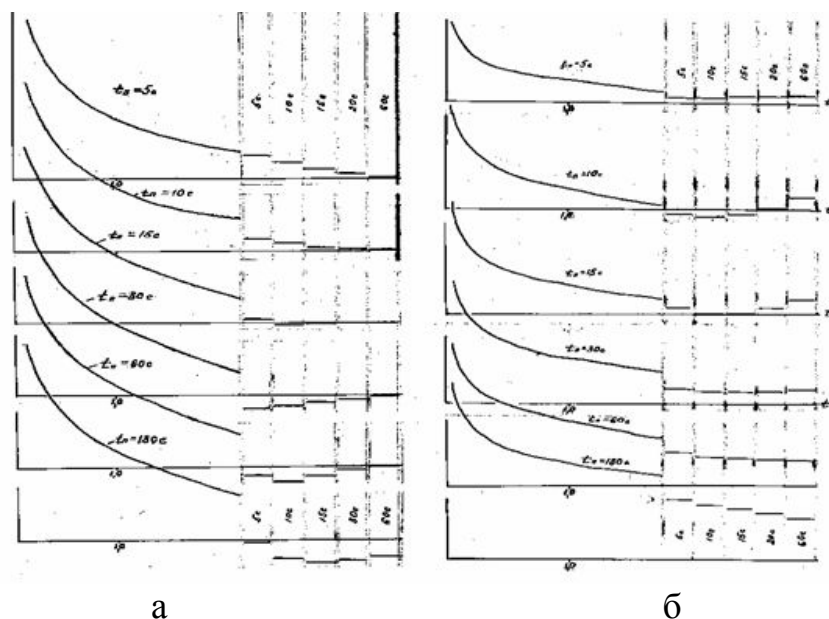


Рис. 39. Осциллограммы спада ВП при различной длительности пропускания поляризующего тока (5, 10, 15, 30, 60, 180 с – цифры у кривых) по профилю I участка Брусиловский: а – пк 369; б – пк 195

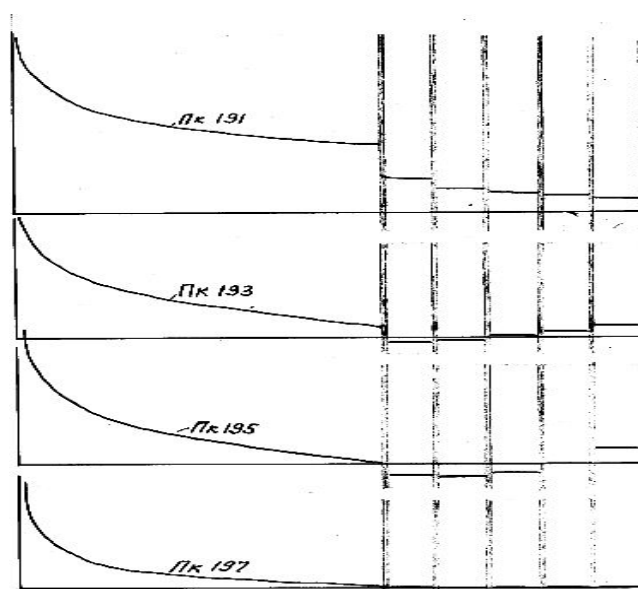


Рис. 40. Осциллограммы спада поля ВП при различном удалении от токового электрода:
30, 50, 70, 90 м, – пр I участок Брусиловский (длительность поляризации – 10 с)

5.3. Особенности электрического поля вызванной поляризации в неоднородной по сопротивлению ионно-проводящей среде

Электрическое поле вызванной поляризации, наблюдаемое после выключения тока в ионно-проводящей среде, представлено суммой

$$E_{ip}^{hm} = E_{ip}^e + E_{ip}^d,$$

в которой $E_{ip}^e = \eta E_p$; E_p - электростационарное поле, включающее поле стационарных зарядов электродов E^e и поле электрически поляризованного объекта E^o ; η - параметр, определяемый свойствами вмещающей среды и расположением электродов.

Если геоэлектрические и методические условия таковы, что $E_{ip}^d \ll E_{ip}^e$, то $E_{ip}^{hm} \approx E_{ip}^e$. Тогда при условии идентичности условий поляризации обоих токовых электродов для любой неоднородной по сопротивлению среды имеет место соотношение: $\frac{E_{ip}^{hm}}{E_p} = \eta = const$. При

этом предполагается отсутствие дифференцированности её по диффузионным, сорбционным и фильтрационным свойствам, что можно допустить при теоретическом рассмотрении, т. е., для упрощения анализа исключаются дополнительные источники полей. В общем случае, когда компоненты поля ВП соизмеримы, справедливо равенство $\frac{E_{ip}^{hm}}{E_p} = \eta - \frac{E_{ip}^d}{E_p}$. В нём отношение $\frac{E_{ip}^d}{E_p}$ функционально связано с неоднородностями среды по сопротивлению.

В неоднородной среде $E_p = E^e + E^o(E^e)$. По аналогии можно принять: $E_{ip}^{hd} = E_{ip}^d + E^o(E_{ip}^d)$, где $E^o(E_{ip}^d)$ - эффект электрически поляризованного, полем E_{ip}^d объекта.

Структуры полей E^e и E_{ip}^d различны: вблизи электродов первое изменяется как $1/r^2$, второе - приблизительно как $1/r$; в центре питающей линии первое убывает с глубиной h как $1/(1+h^2)^{3/2}$, второе - медленнее, чем $1/(1+h^2)$, т. е. оно однороднее первого. Следовательно, вторичные поля объектов также различны. При этом величина $E^o(E_{ip}^d)$ в какой-либо точке профиля будет больше, чем $E^o(E^e)$. Таким образом, отношение E_{ip}^{hd}/E_p представляет собой довольно сложную функцию координат $G(x, y)$. В грубом приближении она обратка функции

$E_p(x, y)$: для однородной среды график $G(x, y)$ – дугообразная кривая, для неоднородной – эффекты $G(x, y)$ от локальных объектов являются как-бы зеркальным отображением эффектов проводимости $E^o(E^e)$: объекту с большим удельным сопротивлением соответствует отрицательная аномалия $G(x, y)$, а объекту с высокой электропроводностью – положительная.

Для теоретических расчетов этих эффектов пока нет соответствующего аппарата, и приходится ограничиваться модельными измерениями и качественным анализом.

Рассмотрим особенности поля ВП в неоднородной по сопротивлению ионно-проводящей среде на практических примерах. Начнём с наиболее простого из них и вместе с тем достаточно наглядного – лабораторного. На рис. 41 приведены результаты физического моделирования, выполненного при таких условиях – сила тока 120 мА, при расстоянии между стержневыми токовыми электродами 50 см, которые обеспечили соотношение $E_{ip}^d \gg E_{ip}^e$, после выключения тока, модели находились в поле диффузионной поляризации среды.

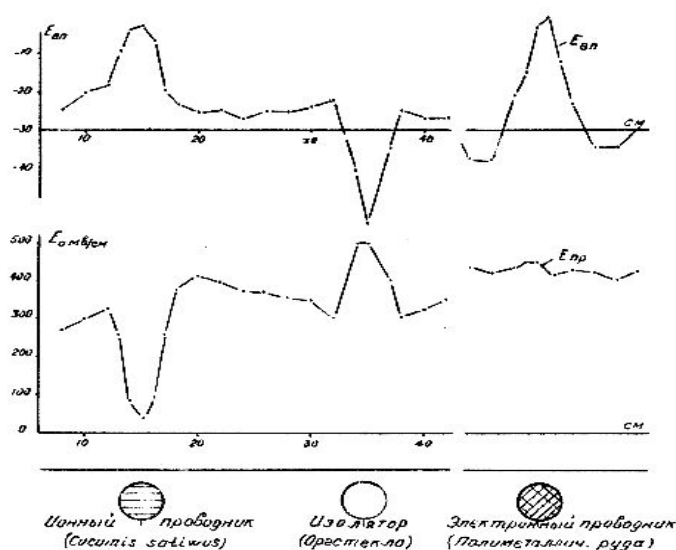


Рис. 41. Сравнение эффектов электропроводности и ВП от моделей ионно-проводящего и электронно-проводящего объектов при выраженной диффузионной поляризации

В этом поле – **обратном по направлению первичному**, неоднородности по сопротивлению (ионный проводник и изолятор) проявляют себя так же, как и в первичном поле: создают аналогичные аномалии, но обратного знака. Из этого примера можно заключить, что

геологическим объектам с повышенной электропроводностью – обводненным разломам и другим – должны соответствовать положительные аномалии ВП. При этом интенсивность аномалий будет зависеть от свойств сред, окружающих токовые электроды: интенсивно метаморфизованные породы, особенно слоистые, в которых диффузия сильно затруднена и выражена адсорбция, обуславливают интенсивные аномалии ВП.

На рис. 42 приведены полевые примеры, иллюстрирующие зависимость поляризуемости η_k от электропроводности объектов. Надо полагать, что наблюдаемые поля могут включать несколько компонентов, но всё же два рассмотренных компонента составляют основу.

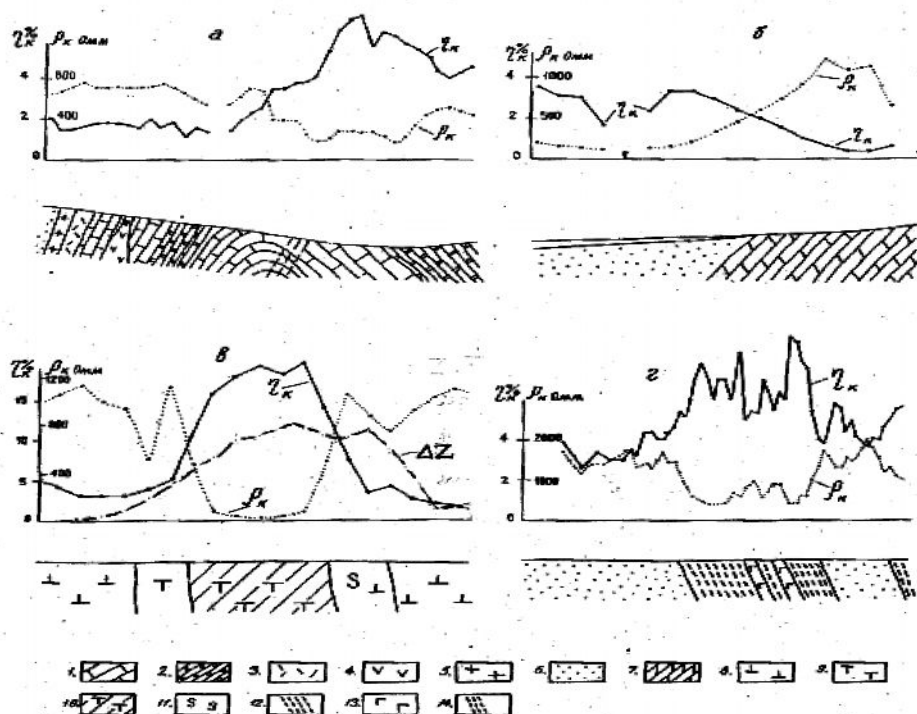
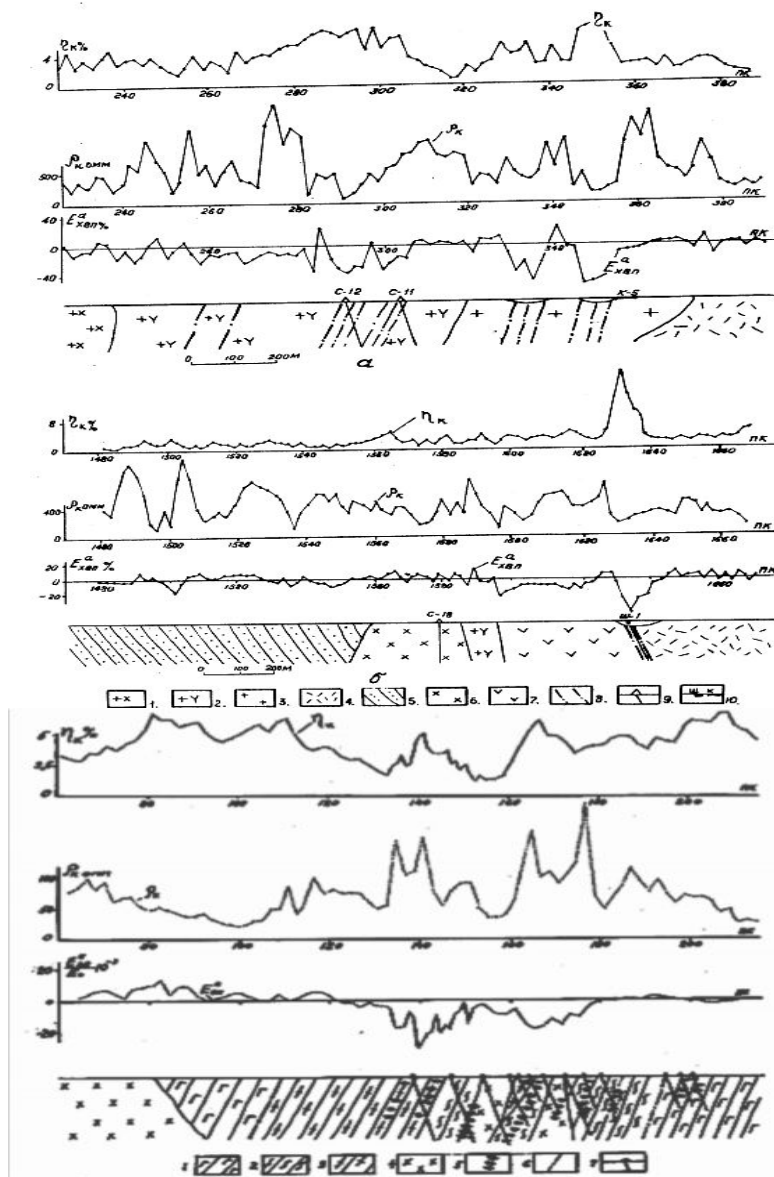


Рис. 42. Аномалии поляризуемости и сопротивления в пустых породах:
 1 – мраморы; 2 – роговики; 3 – кварцевые порфиры; 4 – порфириты; 5 – граниты; 6 – песчаники; 7 – доломитизированные известняки; 8 – габбро; 9 – перидотиты; 10 – дуниты; 11 – серпентинизированные породы; 12 – алевролиты; 13 – диабазы; 14 – зоны дробления

В примерах 42 а и 42 б – по [78] – аналогичная геологическая обстановка, но в одном случае карбонатные породы массивны, а в другом – раздроблены и обводнены. Это обуславливает различие в проводимостях и соответствующие им различные поля ВП: область дробления отмечается понижением сопротивления и повышением поляризуемости, а для массивных пород наблюдается обратное соотношение.

Пример 42 в по [68] типичен для серпентинитов. Здесь серпентиниты содержат прожилки магнетита, но простейшие расчёты показывают, что их присутствие не может вызвать настолько интенсивную аномалию η_k , равную 20 %, даже если считать магнетит хорошо поляризующимся минералом, вопреки результатам исследований [75], показывающим, что магнетитсодержащие породы не обладают высокой поляризуемостью.



6

Рис. 43. Примеры нерудных аномалий поляризуемости Западное Прибалхашье, участки:

а – Аксуек; б – Сункар 1 – гранодиорит-порфиры; 2 – адамеллиты; 3 – граниты; 4 – кислые эффузивы; 5 – песчаники; 6 – диориты; 7 – основные эффузивы; 8 – разломы; 9 – скважины; 10 – шурфы Северный Казахстан, участок Новоднепровский – в. 1 – углисто-графитистые сланцы; 2 – серицито-хлоритовые сланцы; 3 – гнейсы; 4 – гранодиориты; 5 – окварцевание; 6 – разрывные нарушения; 7 – скважины

Пример 42 г характерен для областей развития древних сильно метаморфизованных толщ: относительно хорошо проводящие зоны расланцевания и дробления отмечаются повышением поляризуемости η_k .

На рис. 43 приведены ещё три примера нерудных аномалий, "генезис" которых охарактеризован скважинами и горными выработками.

На рис. 43 показаны графики параметра $E_{x \text{ ВП}}^a$, по смыслу соответствующего аномальному значению составляющей поля ВП по направлению токовой линии, приведенному к уровню первичного поля, который является конечным количественным результатом упомянутого способа разделения полей ВП. Порядок вычисления этого параметра будет дан в следующем разделе.

В приведённых на этом рисунке примерах (подобных которым много) отрицательными аномалиями параметра $E_{x \text{ ВП}}^a$ отмечаются обводнённые зоны тектонических разрывных нарушений, дробления пород и проявления экзогенных процессов (зона окисления в примере "в" достигает 200 м). Для них характерны кривые спада ВП (рис. 28, б).

Все приведенные примеры ординарны и отражают характерные закономерности поля поляризуемости η_k . При его истолковании нельзя связывать каждое повышение значений η_k с сульфидной минерализацией или графитизацией. При анализе материалов метода ВП обычно оказывается, что региональные аномалии η_k [76] хорошо коррелируются с областями понижения кажущегося сопротивления ρ_k .

Приведенными примерами, конечно, не исчерпывается всё многообразие наблюдаемых нерудных аномалий η_k . Могут наблюдаться и иные соотношения между полями проводимости и поляризуемости, обусловленные другими причинами. Эти примеры иллюстрируют самые общие закономерности поля ВП в горных породах и показывают, что во многих случаях повышение, даже очень значительное, поля поляризуемости отнюдь не связано со скоплением электронно-проводящих минералов и представляет собой особенность поля ВП в ионно-проводящей среде.

Из этих закономерностей следуют выводы о возможности использования временных и пространственных зависимостей поля ВП от свойств окружающих токовые электроды пород для решения задач геокартирования, гидрогеологии и инженерной геологии.

Вместе с тем они наводят на мысль о необходимости поисков эффективных способов выделения "рудных" и "нерудных" аномалий в наблюдаемом поле ВП. Один из них (предложенный автором) — разделение полей ВП [9].

Часть вторая

МЕТОДИКА

6. РАЗДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

6.1. Физико-химические основания разделения полей ВП

Разделение суммарного поля ВП на компоненты основано на различиях в закономерностях их переходных характеристик. Становление и спад поля ВП в пустых горных породах отличаются временными зависимостями от таких же зависимостей полей ВП, созданных электронно-проводящими объектами. Кроме того, эти объекты, в частности, сульфидные руды и графитизированные тела, дифференцированы по электрохимическим параметрам, т. е. различаются становлением и спадом поля ВП.

Изучение поляризационных свойств минералов и пород показало, что привнос даже небольшого количества сульфидных минералов в графитистые образования резко изменяет эффективную плотность тока обмена и соответственно переходные характеристики минералогического агрегата. Эффективное значение плотности тока обмена, сложного по составу электронного проводника, определяется преимущественно тем ингредиентом, который имеет большую электрохимическую активность. На рис. 44 изображена экспериментальная зависимость плотности тока обмена от объемного содержания медных включений в графитовой пластине. Такая же связь наблюдается при увеличении сульфидных минералов в графите. Благодаря резко выраженной зависимости поляризационных свойств графитсодержащей породы от присутствия сульфидных минералов имеется возможность выделения аномалий ВП, обусловленных зонами сульфидной минерализации, из обширных сложных аномальных полей, созданных графитизированными и углистыми образованиями.

Электрохимическая активность минералов (количественно характеризуемая плотностью тока обмена) является главным фактором, определяющим изменение во времени вызванной поляризации электронных проводников. Спад её определяется формулой (идентичной выражению (85) при его записи в сжатом виде)

$$U_{ip}(t) = \frac{1}{(1 + bt)^k} U_{ip}(0). \quad (190)$$

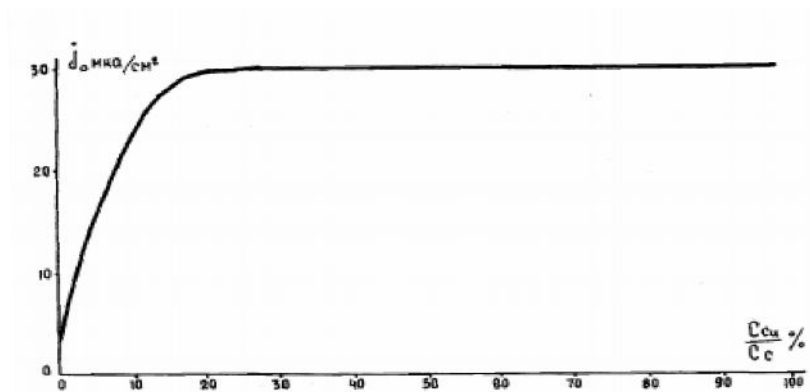


Рис. 44. Зависимость электрохимической активности проводящего агрегата от соотношения его ингредиентов

Величина параметра k определяется в основном концентрацией и родом ионов в растворе, непосредственно прилегающем к электронному проводнику, и изменяется в относительно узких пределах: 0,2–0,6. Параметр b зависит главным образом от электрохимической активности минералов с электронной проводимостью, и его величина изменяется в пределах от 0,5 до 50. Этот параметр связан с плотностью тока приближенным соотношением (эквивалентным равенству (62) при его упрощении)

$$b \approx 8 \cdot 10^3 j_0 \frac{\kappa}{\mu}, \quad (191)$$

где κ и μ — соответственно удельная и эквивалентная электропроводности электролита, контактирующего с проводником. Для определенной геологической обстановки изменение κ/μ незначительно, и главным фактором, определяющим временные закономерности поля ВП, является электрохимическая активность минералов. На рис. 45 показаны кривые спада ВП для графита и вкрапленности сульфидных минералов. Из их сравнения видна отчетливая дифференциация во временных изменениях вызванной поляризации этих минералов, отличающихся по электрохимической активности.

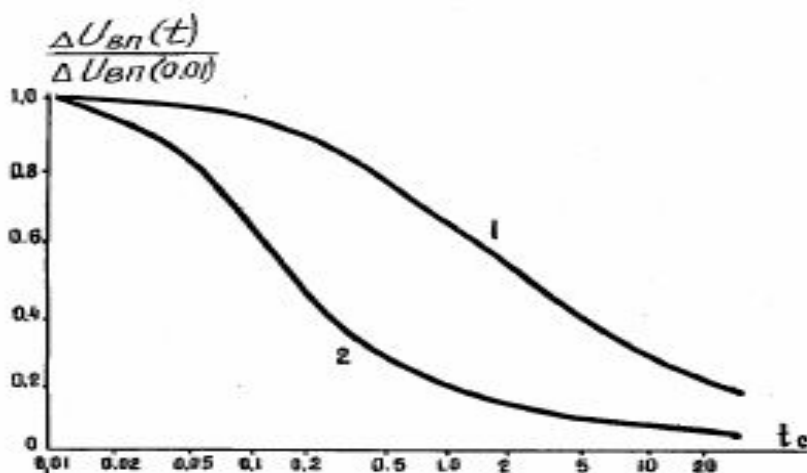


Рис.45. Примеры спадов вызванной поляризации:
1 – графитовой модели; 2 – керны с сульфидами меди и железа

Такая дифференциация наблюдается при хорошо выраженных аномалиях ВП, когда относительная величина нормального поля невелика. Чёткость проявления различий в процессах спада ВП на полевых осциллограммах зависит от соотношения аномального и нормального эффектов ВП. В связи с этим возникает необходимость соблюдения многих методических и технических условий, обеспечивающих максимальное отношение величины аномального эффекта к уровню нормального поля.

6.2. Основные принципы разделения полей вызванной поляризации на основе закономерностей их спада во времени

Потенциал суммарного поля ВП, образованного n компонентами, отличающимися временными характеристиками, можно представить для n моментов времени измерения системой n (как минимум) уравнений:

$$\begin{aligned} U(t_1) &= a_{11}U_1(t_0) + a_{21}U_2(t_0) + a_{31}U_3(t_0) + \dots + a_{n1}U_n(t_0); \\ U(t_2) &= a_{12}U_1(t_0) + a_{22}U_2(t_0) + a_{32}U_3(t_0) + \dots + a_{n2}U_n(t_0); \\ &\dots\dots\dots \\ U(t_n) &= a_{1n}U_1(t_0) + a_{2n}U_2(t_0) + a_{3n}U_3(t_0) + \dots + a_{nn}U_n(t_0) \end{aligned} \quad (192)$$

$$a_{11} = \frac{U_1(t_1)}{U_1(t_0)}; a_{21} = \frac{U_2(t_1)}{U_2(t_0)}; \dots; a_{n1} = \frac{U_n(t_1)}{U_n(t_0)};$$

где

$$a_{1n} = \frac{U_1(t_n)}{U_1(t_0)}; a_{2n} = \frac{U_2(t_n)}{U_2(t_0)}; \dots; a_{nn} = \frac{U_n(t_n)}{U_n(t_0)}.$$

Если уравнения этой системы линейны и независимы, то она имеет решение [109]

$$U_k = \frac{A_{1k}U(t_1) + A_{2k}U(t_2) + \dots + A_{nk}U(t_n)}{\Delta}, \quad (193)$$

где $\Delta = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{21} & \dots & a_{n1} \\ a_{12} & a_{22} & \dots & a_{n2} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{1n} & a_{2n} & \dots & a_{nn} \end{vmatrix}$ - определитель системы;

$A_{ik} = (-1)^k \Delta_{ik}$ - алгебраическое дополнение элемента a_{ik} ;

Δ_{ik} - минор определителя для элемента a_{ik} .

При $n=2$

$$\begin{aligned} U_1(t_0) &= \frac{a_{22}U(t_1) - a_{21}U(t_2)}{a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}}, \\ U_2(t_0) &= \frac{a_{11}U(t_2) - a_{12}U(t_1)}{a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}}. \end{aligned} \quad (194)$$

Для обеспечения независимости уравнений системы (192) необходимым условием является различие в закономерностях спада компонентов ВП, создающих суммарное поле. Принципиально имеется возможность разделения большого количества компонентов, практически эта возможность ограничивается рядом причин, к которым, прежде всего, относится точность наблюдений. Но, благо, обычно представляет практический интерес разделение двух-трёх компонентов поля.

Вычисления по формулам (193) или (194) выполняются с определенной точностью. Рассмотрим условия, от которых зависит точность вычислений.

Неустранимые погрешности при решении системы двух уравнений выражаются формулами [79]:

$$\begin{aligned}\delta U_1(t_0) &= \frac{a_{22}d_1 - a_{21}d_2}{a_{22}a_{11} - a_{12}a_{21}}; \\ \delta U_2(t_0) &= \frac{a_{11}d_2 - a_{12}d_1}{a_{22}a_{11} - a_{12}a_{21}},\end{aligned}\tag{195}$$

где $d_1 = \delta U(t_1) - \delta a_{11}U_1(t_0) - \delta a_{21}U_2(t_0)$;
 $d_2 = \delta U(t_2) - \delta a_{12}U_1(t_0) - \delta a_{22}U_2(t_0)$;
 $\delta U, \delta a_{11}, \delta a_{22}, \dots$ – погрешности определения соответствующих величин.

Из формул (195) следует, что одним из условий, при котором обеспечивается минимальная ошибка вычисления U_1 или U_2 , является равенство $t_0 = t_1$, при этом значение t_1 должно стремиться к нулю. Если это условие соблюдено, то $a_{11} = 1; a_{21} = 1$, и формулы (194) приобретают более простой вид:

$$\begin{aligned}U_1(t_0) &= \frac{a_{22}U(t_1) - U(t_2)}{a_{22} - a_{12}}; \\ U_2(t_0) &= \frac{U(t_2) - a_{12}U(t_1)}{a_{22} - a_{12}}.\end{aligned}\tag{196}$$

Другое условие состоит в обеспечении максимальной величины $a_{22} - a_{12} = \Delta a$ при выборе момента времени t_2 , вместе с тем значение t_2 должно быть минимальным из возможных.

Очевидным условием является также обеспечение минимальных погрешностей определения всех входящих в формулу (194) величин.

Детальный анализ точности решений и их устойчивости требует особого рассмотрения. Определенное количественное представление об этом можно получить задавшись конкретными условиями, взятыми из практики. Примем величины относительных погрешностей d_1 и d_2 равными 5 %, значение a_{22} равным 0,7, а величину a_{12} – варьирующей. Этим условиям будет соответствовать зависимость, показанная на рис. 46. По ней можно судить о величине возможных ошибок.

Величины a_{12} и a_{22} могут быть найдены на основе изучения кривых спада ВП и легко определены по ним, если известны точки, в которых или $U_1 = 0$, или $U_2 = 0$. Практически обычно соблюдаются такие условия для одного компонента. Для второго можно найти точки, в

которых известно соотношение между U_2 и U_1 . Тогда можно вычислить величину второго коэффициента

$$a_{12} = \frac{U_2(t_1)}{U_1(t_1)} \left[a_{22} - \frac{U(t_2)}{U(t_1)} \right] + \frac{U(t_2)}{U(t_1)}. \quad (197)$$

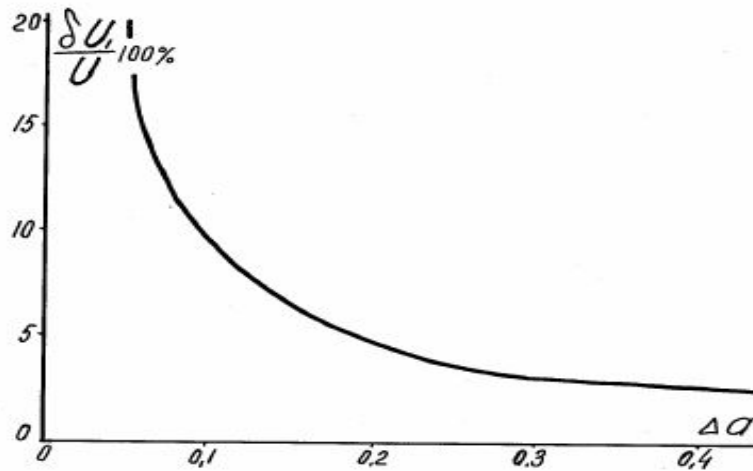


Рис. 46. Характеристика ошибок при разделении аномалий ВП

При определении коэффициентов a_{12} и a_{22} могут быть использованы результаты изучения спада ВП образцов пород и руд, а также общие статистические сведения по временным характеристикам вызванной поляризации горных пород и руд, полученные на основе полевых данных на хорошо изученных участках – последние представляют наиболее весомые характеристики.

Вышеприведенные формулы представлены для потенциалов полей ВП. Они, очевидно, справедливы для разностей потенциалов и составляющих напряженностей этих полей.

Для приведения результатов полевых измерений к единым условиям значения измеряемых и вычисляемых по приведенным формулам разностей потенциалов необходимо относить к величине первичного – поляризующего поля. Обоснованный точный учет его связан со значительными трудностями (впрочем, не большими, чем учет нормального поля при определении кажущегося сопротивления). Величина этого поля может быть определена различными способами, каковы они – вопрос особый.

6.3. Примеры разделения полей вызванной поляризации

Изложенные теоретические положения по разделению полей ВП целесообразно, прежде всего, проиллюстрировать практическими примерами, а затем рассмотреть вопросы методики. Поэтому здесь приведены лишь отдельные результаты работ, а методические вопросы изложены особо, в следующих разделах.

6.3.1. Примеры по результатам моделирования

Практическую действенность изложенных теоретических положений и применение представленных формул удобнее всего показать вначале на наглядных модельных примерах, поскольку при моделировании имеется возможность создать достаточно простой и известный набор поляризующихся объектов. Затем можно перейти к полевым примерам. На рис. 47 показан пример по результатам моделирования.

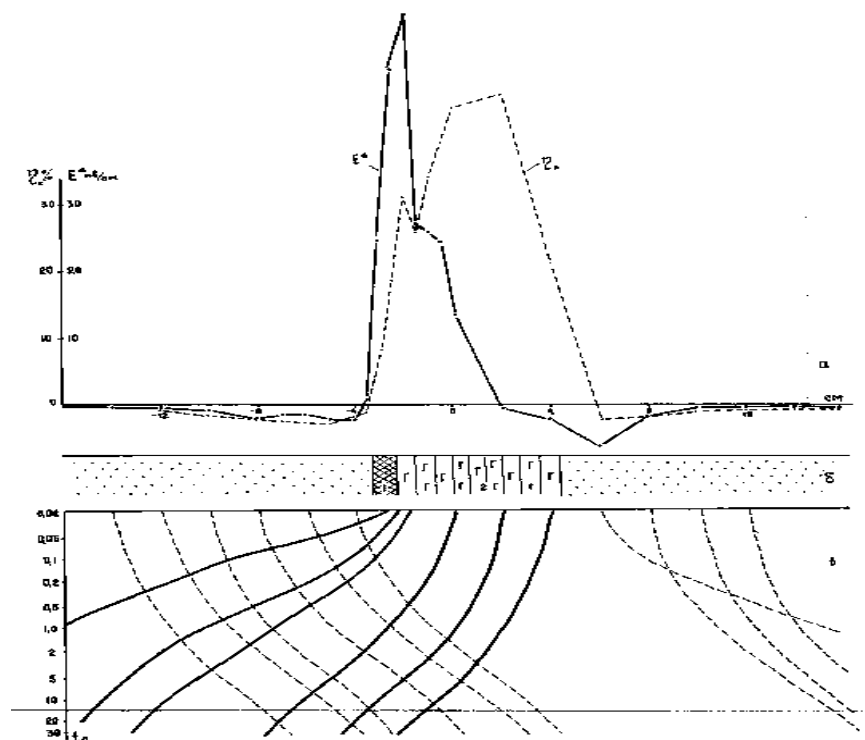


Рис. 47. Пример разделения полей ВП от моделей:
 1 – пирит-халькопиритовой; 2 – графит-песчаной
 а – графики поляризуемости и напряжённости полей ВП;
 б – схематический разрез среды; в – кривые спада ВП

Модель геологической среды была составлена из увлажненного песка, смеси его с графитовой крошкой и густой вкрапленностью пи-

рита с халькопиритом. По графику кажущейся поляризуемости η_k выделяется в целом область локализации электронно-проводящих минералов. Выделить по нему зону сульфидной минерализации невозможно. Для этого использованы кривые спада ВП. Они построены (по данным осциллографических записей) в полулогарифмическом масштабе (рис. 47, в). На этом рисунке по оси ординат отложены значения времени в логарифмическом масштабе, по оси абсцисс – относительные амплитуды разностей потенциалов ВП $\Delta U_{ip}(t) / \Delta U_{ip}(0,5)$, в арифметическом масштабе. Начальная абсцисса каждой кривой совмещена с абсциссой точки записи спада ВП (при измерениях использовалась установка с неподвижными токовыми электродами, разнесёнными на расстояние 50 см, разнос приёмных неполяризующихся электродов равен 1 см).

При анализе кривых спада устанавливаются в пределах аномальной области два поляризующихся объекта с различными характеристиками, количественное определение которых [12] позволяет утверждать, что один объект представлен сульфидной минерализацией, другой – графитизацией. Для разделения аномалий от этих объектов были выполнены расчеты по формуле (196), при проведении которых приняты: $t_2 = 2$ с; $a_{12} = 0.23$; $a_{22} = 0,62$.

Второй пример разделения полей ВП по результатам моделирования приведен на рис. 48.

В этом примере ставилась задача исключить поле графитового цилиндра из суммарного поля ($\Delta U_{ВП}^c$). В качестве вмещающей среды использовалась водопроводная вода.

На этом рисунке кривые спада ВП изображены почти так же, как и на предыдущем, но только, в отличие от него, по оси абсцисс отложены значения $\Delta U_{ip}(t) / \Delta U_{ip}(0,02)$. Все вычисления выполнены по рассмотренной ранее схеме.

Необходимо отметить, что некоторые кривые спада имеют довольно сложную форму за счет наложения полей разной полярности. В полевой практике также нередко встречаются аналогичные кривые.

Поскольку при моделировании в качестве вмещающей среды использовалась вода и сильно увлажненный песок, то поле ВП в ней представлено только одним компонентом: диффузионной поляризацией среды, а токовые электроды практически не поляризуются вследствие хорошей конвективной диффузии, устраняющей поляри-

зацию электродов. Поляризация среды отчетливо выражена значительным по величине отрицательным электрическим полем.

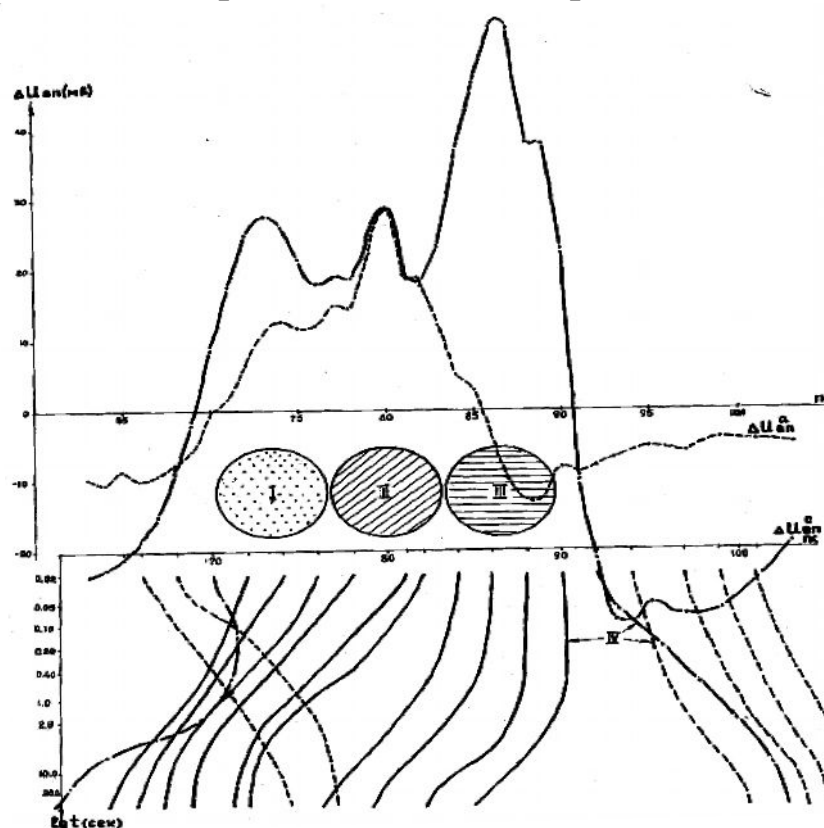


Рис. 48. Пример разделения полей ВП от моделей:
 I – керны с вкрапленностью сульфидных минералов;
 II – медного цилиндра; III – графитового цилиндра
 IV – кривые спада ВП

6.3.2. Полевые примеры

Брусиловское рудопроявление золота (Северный Казахстан) приурочено к тектоническому контакту двух свит: первая – протерозойского возраста – представлена преимущественно углисто-кремнистыми сланцами, графитизированными в области контактового метасоматоза и гидротермальной проработки пород; вторая – архейского возраста – представлена преимущественно кристаллическими биотит-силлиманитовыми сланцами. Повышенные содержания золота наблюдаются в зонах сульфидной минерализации. Наблюдается корреляция между содержаниями золота и сульфидных минералов, концентрирующихся в относительно узких зонах (при широко развитой убогой вкрапленности). Максимальные содержания золота отмечены в графитовых сланцах с включениями пирита и других сульфидных ми-

нералов. Поскольку золоторудные сульфидно-минерализованные зоны локализуются в графитистых сланцах, выделить их по графикам кажущейся поляризуемости невозможно (рис. 49).

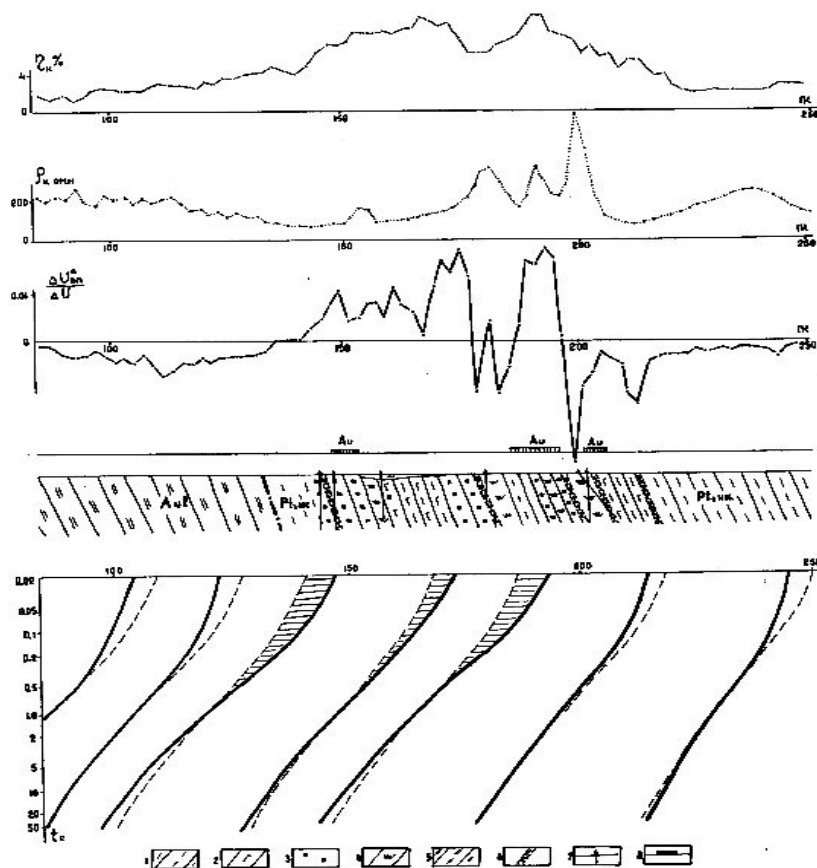


Рис. 49. Выделение золоторудных зон на уч-ке Брусиловский
 1 – углистые и кремнистые сланцы; 2 – графитизация; 3 – пиритизация;
 4 – кварциты; 5 – кристаллические сланцы; 6 – зоны дробления;
 7 – скважины; 8 – ореол рассеяния золота

Анализ временных закономерностей поля ВП по участку показывает, что спад вызванной поляризации в зонах сульфидной минерализации заметно отличается от такового в вмещающих породах. На этом же рисунке показаны кривые спада поля ВП во времени для различных точек профиля. Здесь же пунктиром показаны для сравнения кривые "нормального" спада ВП, форма которых строго выдерживается в пустых породах. Кривые построены (по данным осциллограмм) в полулогарифмическом масштабе, как при моделировании. Дифференциация в процессах спада ВП зон сульфидной минерализации и графитизированных пород позволила провести разделение компонентов наблюдаемого суммарного поля по формулам (196).

На графике $E_{ip}^a = \Delta U_{ip}^a / \Delta U_p$ выделяются аномалии, коррелирующие с выявленными бурением зонами сульфидной минерализации. Центральная зона не отмечена геохимической аномалией из-за значительной мощности наносов. Здесь отчетливо видна закономерная взаимосвязь узколокальных аномалий E_{ip}^a с аномалиями кажущегося сопротивления ρ_k , обусловленными окварцованными породами, развитыми по зонам дробления, что подчёркивает связь сульфидной минерализации с проявлениями гидротермальных процессов. Аномалии ρ_k являются одним из поисковых признаков, но не могут однозначно указывать на наличие сульфидной минерализации, т. к. они также связаны и с безрудными кварцитами, в этих случаях аномалии E_{ip}^a отсутствуют (рис. 50).

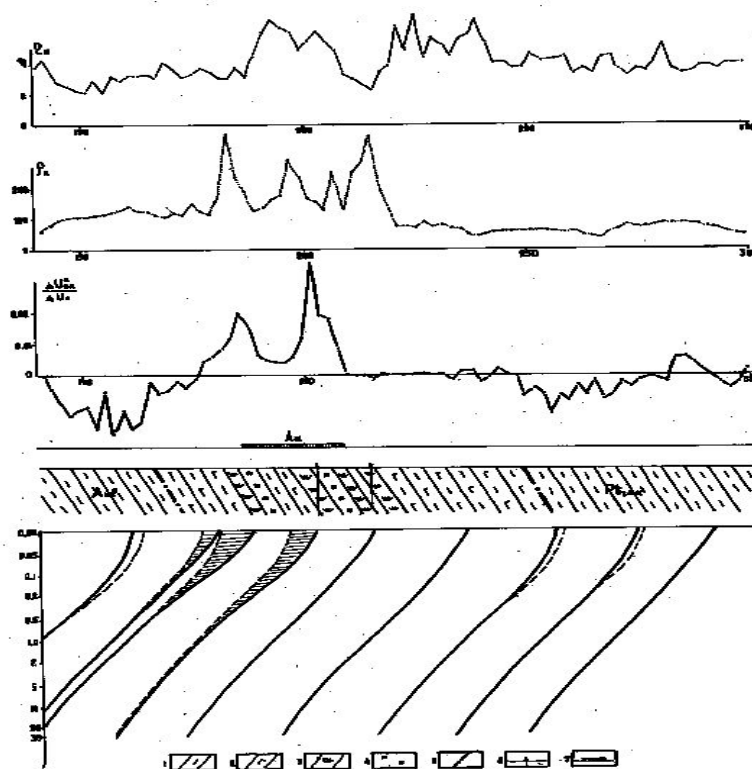


Рис. 50. Выделение золоторудных зон на уч-ке Брусиловский:
1 – углисто-кремнистые сланцы; 2 – графитизация; 3 – кварциты;
4 – пиритизация; 5 – разломы; 6 – скважины; 7 – ореол рассеяния
золота

Рудопроявление золота Даулет (Северный Казахстан), схематический разрез по которому показан на рис. 51, по геологической позиции аналогично Брусиловскому. Оно также приурочено к кон-

такту двух комплексов пород: первый – архейского возраста представлен кварцево-сланцевыми сланцами и гнейсами, второй – протерозойского возраста – углистыми и кварц-серицитовыми сланцами, кварцитами. Углистые сланцы графитизированы в области проявления контактового метасоматоза и гидротермальных процессов. Наряду с графитизацией наблюдается и сульфидная минерализация, обычно убогая, но местами образующая локальные зоны повышенной концентрации. Между содержаниями золота и сульфидных минералов наблюдается корреляция. Максимальные содержания золота отмечены в шурфе (глубиной 15 м), показанном на рис. 51, на контакте графитистых сланцев с окварцованными породами. Ореол рассеяния золота несколько смещён по склону относительно отмечаемой им зоны.

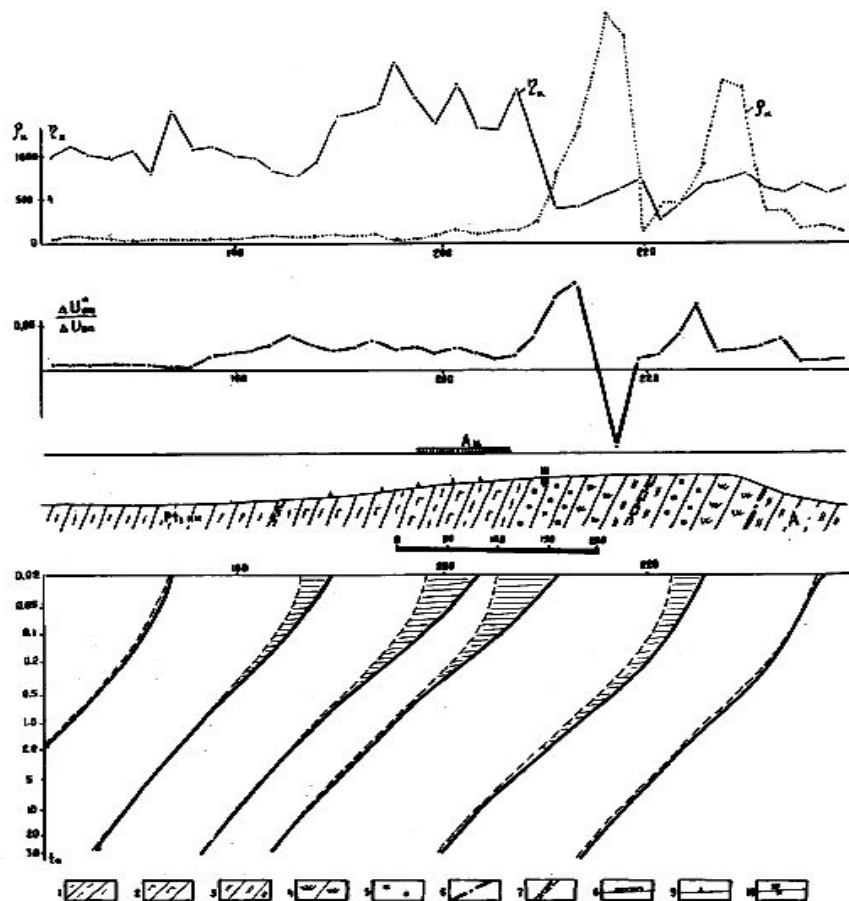


Рис. 51. Выделение золоторудных зон на участке Даулет:

1 – углисто-кремнистые сланцы; 2 – графитизация; 3 – сланцы кристаллические; 4 – кварциты; 5 – пиритизация; 6 – разлом; 7 – зоны дробления; 8 – ореол рассеяния золота; 9 – скважины; 10 – шурф

Золотоносные сульфидно-минерализованные породы развиты среди графитистых сланцев, хорошо картирующихся аномалиями

кажущейся поляризуемости η_k – рис. 51. Выделить по этому параметру зоны сульфидной минерализации невозможно. Информацию о локализации сульфидной минерализации дает график значений E_{ip}^a . На нём выделяются две узкие аномалии, одна из которых совпадает с золоторудной зоной. Вторая зона не изучена. Эти две аномальные зоны расположены на контакте окварцованных пород, хорошо выделяющихся по кажущемуся сопротивлению ρ_k . Вместе с тем они находятся в области перехода между двумя комплексами пород. На этом примере хорошо выражена геологическая позиция рудопроявления золота, локализующегося в древних углисто-графитистых породах.

Приведенные примеры указывают на то, что задача выделения сульфидной минерализации среди углисто-графитистых пород, являющаяся одной из актуальных задач рудной электроразведки [78], имеет решение при применении соответствующей методики и техники работ.

Свинцово-цинковое месторождение «Бурултас» (Западное Прибалхашье) расположено в пределах Сарытумской структурно-формационной зоны, в геологическом строении которой принимают участие разновозрастные отложения от протерозоя до современных образований, прорванные гранитоидами среднедевонского возраста. Месторождение находится на участке интенсивнейших тектонических дислокаций (рис. 52).

Участок месторождения представляет моноклираль, образованную породами бурубайтальской и бурултасской свит верхнекембрийского возраста. Бурубайтальская свита сложена преимущественно алевролитами, песчаниками, обычно глубоко метаморфизованными. Бурултасская свита представлена чередованием песчаников, алевролитов, известняков, микрокварцитов, яшмокварцитов, конгломератов, спилитов и различных сланцев: глинистых, кремнистых, углисто-кремнистых, известково-глинистых. Породы рудного поля залегают круто (60–90°), местами опрокинуты.

Свинцово-цинковое оруденение на месторождении локализовано в различных частях стратиграфического разреза и представлено двумя типами. Первый тип выражен тонкорассеянной вкрапленностью пирита, пирротина, галенита, сфалерита, развитой по напластованию, согласно с вмещающими породами. Руды этого типа образуют серию маломощных пластовых тел с низким содержанием основных компо-

нентов. Оруденение этого типа считается гидротермально-осадочным, возникшим синхронно с вмещающими породами. Оно не представляет практического интереса. Второй тип представлен наложенным свинцово-цинковым оруденением, которое образует как пластовые линзообразные тела, так и штокверковые зоны. Для них характерна прожилково-вкрапленная текстура руд. Второй тип имеет промышленное значение.

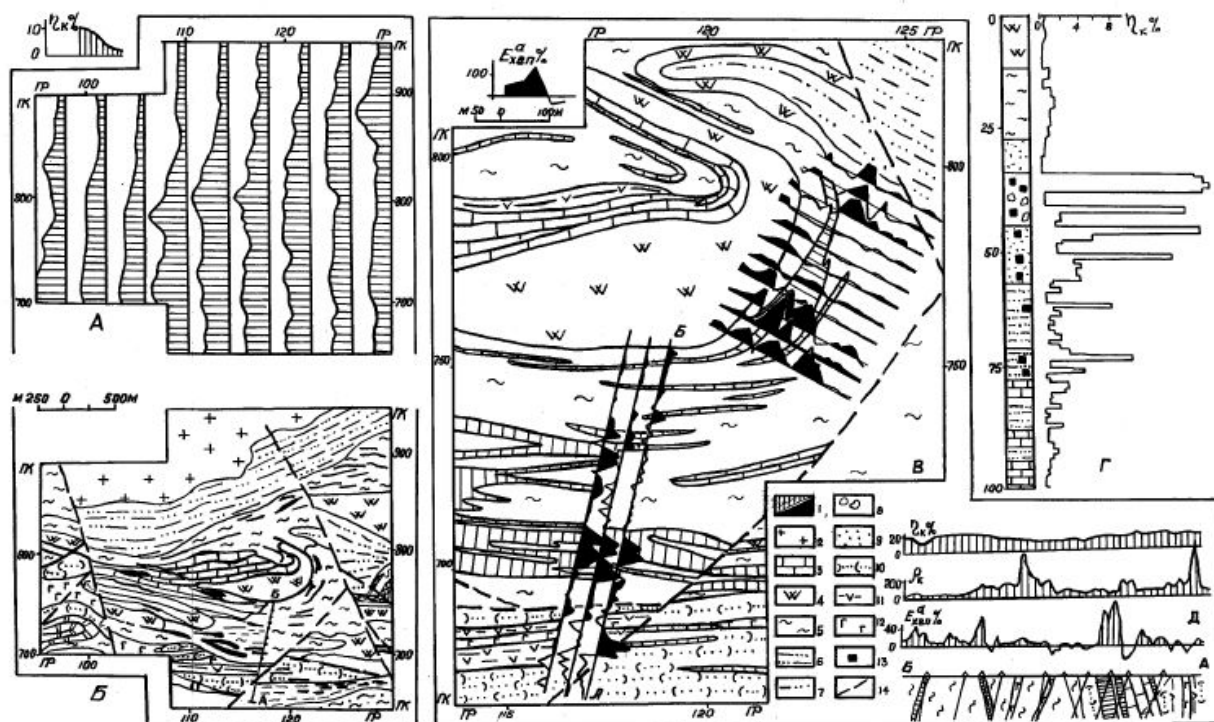


Рис. 52. Выделение рудных тел на свинцово-цинковом месторождении

Бурултас путём разделения полей вызванной поляризации:

А – карта графиков поляризуемости; Б – геологическая карта; В – графики поля E_{xen} на геологической основе; Г – диаграмма поляризуемости пород по керну скважины; Д – геоэлектрический разрез по линии АБ; 1 – рудные тела; 2 – граниты; 3 – доломиты; 4 – яшмы; 5 – кремнистые сланцы; 6 – алевролиты, песчаники; 7 – слюдистые песчаники; 8 – конгломераты; 9 – полимиктовые песчаники; 10 – вулканомиктовые песчаники; 11 – туффиты; 12 – порфириты; 13 – сульфидная минерализация; 14 – разрывные нарушения

На месторождении ранее были выполнены электроразведочные работы методом ВП, результаты которых показаны на рис. 52 А. Поле ВП характеризуется высокими (порядка 10 %) значениями η_k , но в нем не выделяются рудные зоны (тем более, рудные тела). На участке месторождения было обнаружено рудопроявление графита, среди пород встречены углистые образования. Это послужило основанием для

авторов выполненных работ связывать повышенное в целом поле η_k на участке с углефикацией и графитизацией. Однако изучение керн скважин по участку и определение поляризуемости отобранных из него образцов заставляет отказаться от этой точки зрения, поскольку углистые породы на участке имеют весьма подчиненное значение. Независимо от природы наблюдаемого поля поляризуемости (оно, очевидно, связано с диффузионной поляризацией электродов, как и на многих других участках) его можно принять за нормальное по отношению к локальным полям рудных тел.

Работы по разделению полей ВП были выполнены по схеме градиента при разносах: питающей линии – 600 м; приёмных – 10 и 20 м, и шаге 10 и 20 м. Длина отрабатываемого интервала была равной 400 м. Длительность пропускания тока 10 с.

Анализ полевых материалов по участку показал, что спад ВП, наблюдаемый в пределах рудных зон, заметно отличается от "нормального" спада поля в пустых породах. При этом с достаточно большой точностью выдерживается постоянство формы кривой "нормального" спада ВП, и эта форма очень близка к теоретической [13].

На графиках E_{ip}^a (рассчитанных так же, как и в предыдущих примерах) отчетливо выделяются локальные аномалии, совпадающие в плане с выделенными по результатам бурения и глубинной литогеохимии рудными телами.

Свинцово-цинковые месторождения Текелийского рудного поля

Оруденение приурочено к битуминозным углисто-глинистым сланцам текелийской свиты. Наиболее древние отложения представлены рифейскими известняками с прослоями кремней и доломитов, которые согласно перекрываются отложениями текелийской свиты ордовика. Выше лежат известняки жиландинской свиты. Породы текелийской свиты подразделяются на пачки (снизу вверх): подрудную, рудную, эффузивную, глинисто-кремнистую, фосфатную [115].

Рудные тела приурочены к различным частям рудной пачки. Анализ углистых сланцев, вмещающих оруденение, установил до 20 % углерода, который развит в виде битумов, графита и углистого вещества.

Поиски свинцово-цинковых месторождений текелийского типа труднейшая задача для геофизических методов [78]. Карбонатные уг-

листо-глинистые сланцы, широко развитые на таких месторождениях, создают электрические аномалии, соизмеримые по амплитуде с аномалиями от локализуемых в них рудных тел. Сложилось мнение [115], что "ни один из геофизических методов не может быть использован для прямых поисков свинцово-цинковых руд". В связи с важностью проблемы здесь проведены исследования по опробованию различных методов. На рис. 53 показана часть результатов, полученных тремя модификациями метода ВП: ИНФАЗ ВП, РС-ВП и разделением полей ВП (в дальнейшем – РВП) по участку **рудопроявления Жиланды** (участок Теректы).

Работы методом ИНФАЗ ВП [68] выполнены при частоте тока 1,22 Гц с аппаратурой ВПФ, измеряющей фазовые сдвиги между первой и третьей гармониками напряжения. На графике $\varphi_{ВП}$ отображается в целом рудоносная толща пород, но выделить по нему рудные зоны нельзя.

Из рассмотрения результатов метода РС-ВП [45] следует, что в указанных геоэлектрических условиях он решает некоторые задачи геокоррелирования, но рудные тела им не отмечаются.

По результатам метода РВП (рис. 53, в) – отчетливо выделяется рудное тело, прослеженное скважинами в стороне от профиля.

Необходимо заметить, что для выделения таких маломощных тел, какие встречены на участке, применяемый шаг наблюдений, равный 20 м, а также разнос приёмной линии той же величины, явно велики.

На (рис. 53, г), показаны кривые спада ВП для отдельных точек профиля, построенные, как и в предыдущих примерах (по осциллограммам), с той лишь разницей, что с абсциссами точек измерений (пикетами) совмещены проекции точек кривых с координатами $(\Delta U_{ip}(0,5), lg 0,5)$.

Из анализа материалов по РВП следует ряд выводов, в частности, по амплитуде аномальных значений ВП, но они будут сделаны позже, после рассмотрения других примеров в обобщенном виде.

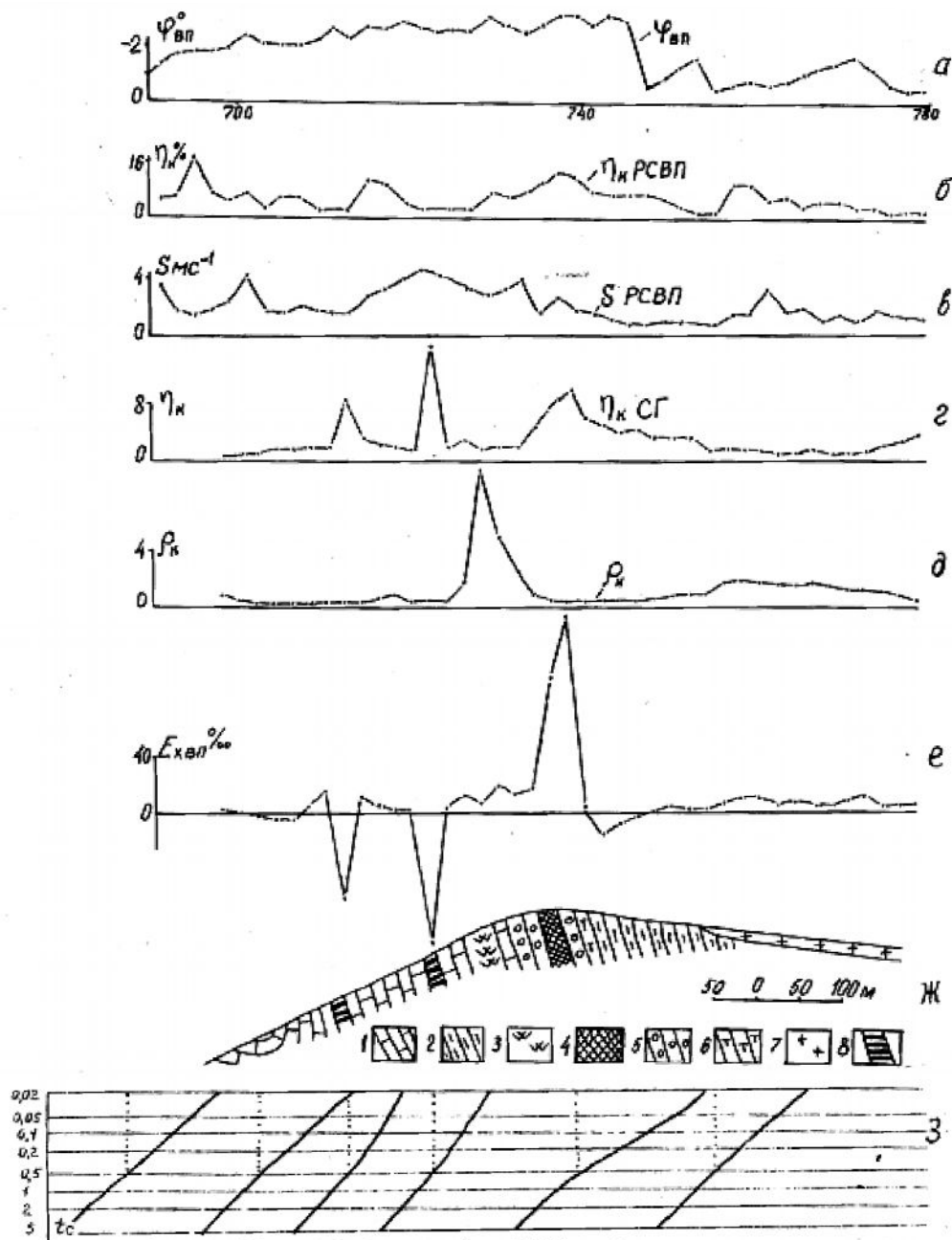


Рис. 53. Результаты полевых измерений методами ВП:
(а) – фазовых измерений; (б, в) – ранней стадии; (г – е) – разделения полей, по участку свинцово – цинкового месторождения Жиланды (ж – участок Теректы, пр. 96) 1 – известняки; 2 – сланцы; 3 – кварциты; 4 – зона рудной минерализации; 5 – конгломераты; 6 – роговики; 7 – гранодиориты; 8 – графитизированные породы; з – кривые спада ВП

Месторождение Яблоновое представлено линзообразными залежами, локализующимися в средней части рудной пачки. Свинцово-цинковые руды по текстурным особенностям подразделяются на: прожилково-вкрапленные в кварцитах и слоистые в сланцах. Среди

пиритовых руд выделяются сплошные и вкрапленные. Главные рудообразующие минералы: пирит, галенит и сфалерит.

Электроразведочные работы выполнены модификациями ВП: СГВП, РС-ВП и РВП. Большие значения поляризуемости η_k соответствуют области развития углефицированных пород, а рудные тела по этому параметру не отмечаются. Аномалией $E_{ВП}$ чётко выделяется зона локализации рудных тел (рис. 54). (Измерения выполнены по схеме СГ с разносами токовой линии 600 м, приёмной – 20 м, длительности поляризации 5 с, регистрацией спада ВП в интервале 0,02–3 с).

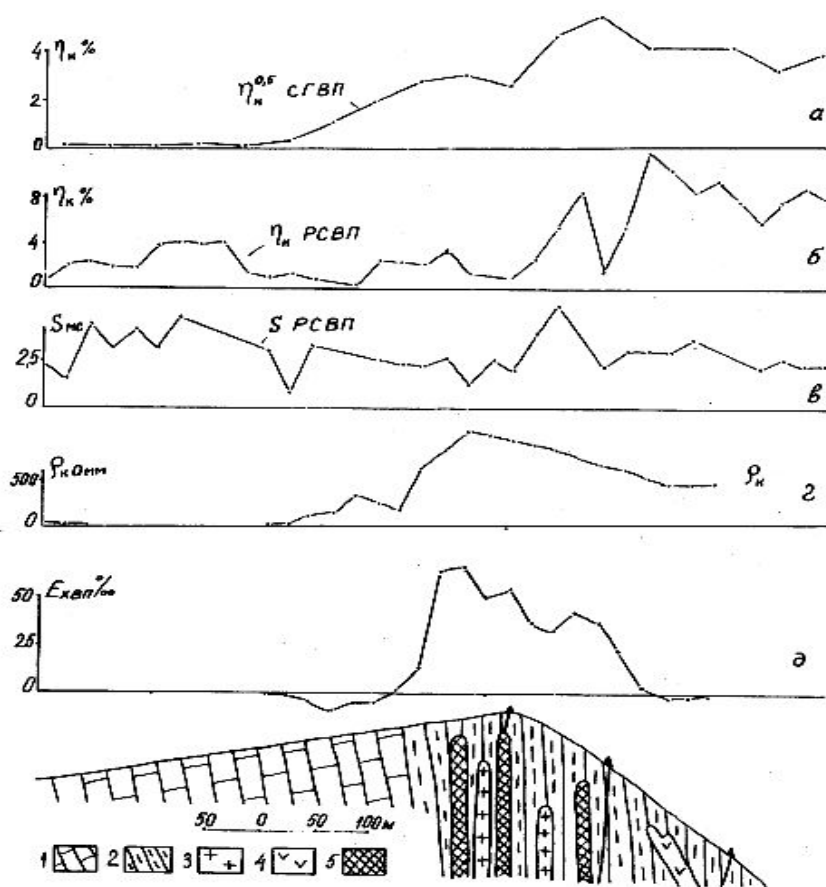


Рис. 54. Результаты полевых измерений методами ВП:

(а) – импульсным методом (СГВП); (б, в) – ранней стадии; (г, д) – разделением полей, – по свинцово-цинковому месторождению Яблоновое. 1 – известняки; 2 – сланцы; 3 – кварцевые диорит-порфиры; 4 – диорит-порфиры; 5 – руды

Рудопроявление Кюелы расположено в единой рудной зоне с месторождениями Сууктюбе и «Коксу». Оруденение приурочено к карбонатной пачке текелийской свиты, сложенной интенсивно метаморфизованными известняками и доломитами, углистыми и кварц-хлорит-серицитовыми сланцами, кварцитами. Руды свинцовые с под-

чинённым количеством цинка и меди. По текстурным особенностям они разделяются на агрегативные (массивные), прожилково-вкрапленные и вкрапленные. Основные рудные минералы: галенит, пирротин, сфалерит, пирит, арсенопирит.

Здесь были выполнены работы методами вызванной поляризации и естественного электрического поля, но ни один из методов не выделил рудные зоны. Область высоких значений η_k (до 10–12 %) совпадает в плане с углистыми сланцами и углистыми известняками и коррелируется с зоной низких сопротивлений ρ_k . На рис. 55 показаны результаты работ по одному профилю. Из него следует, что рудная зона отчетливо выделяется при разделении полей ВП.

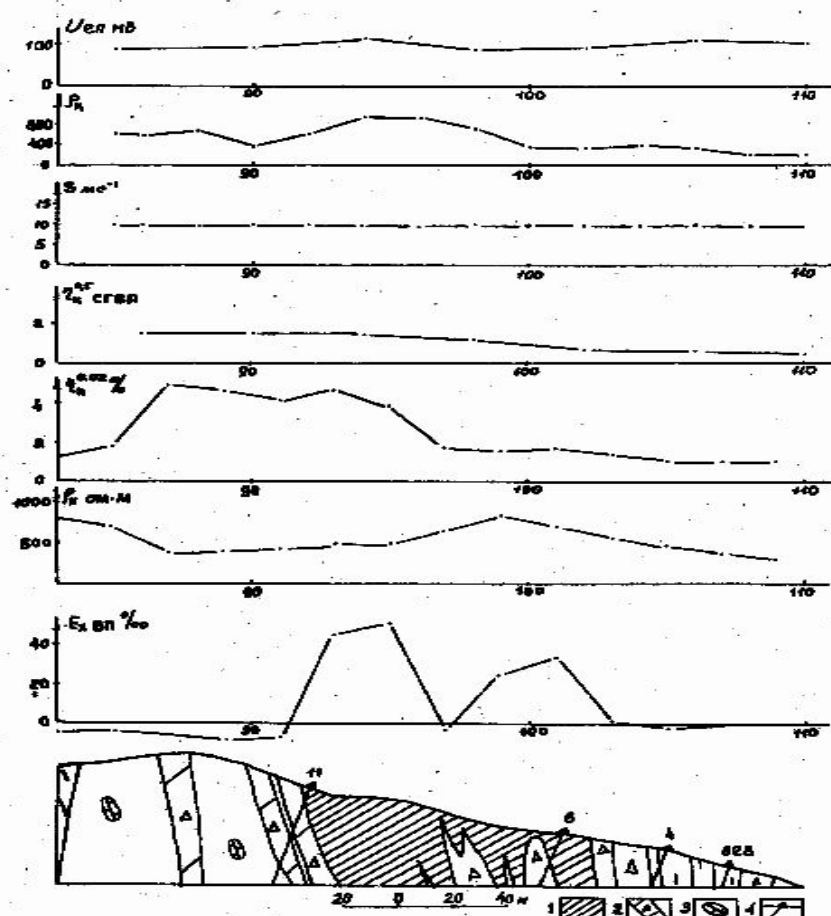


Рис. 55. Результаты измерений ВП по участку Кюелы:

1 – свинцово-цинковая минерализация; 2 – тектоническая брекчия; 3 – карбонатная брекчия; 4 – буровые скважины

Свинцово-цинковое месторождение Жалгызгач Каратауского рудного района расположено юго-восточнее свинцово-цинкового месторождения Шалкия и сходно с ним по геологическому строению так же, как и с месторождением Миргалимсай. Свинцово-цинковая

минерализация приурочена к доломитизированным известнякам фаме-на и нижнего турне [115]. Размещение рудных тел контролируется складчатыми структурами и разрывными нарушениями. Разрез карбонатных толщ в пределах месторождений представлен часто переслаивающимися карбонатными породами различного состава (рис. 56), значительно отличающегося от разреза этих толщ вне рудных полей. Оруденение в основном прожилково-вкрапленное. Широко распространен пирит, галенит образует рассеянную вкрапленность в доломитах, а сфалерит – тончайшие прожилки и вкрапленность. Меньшим развитием пользуется халькопирит, блеклая руда, буланжерит.

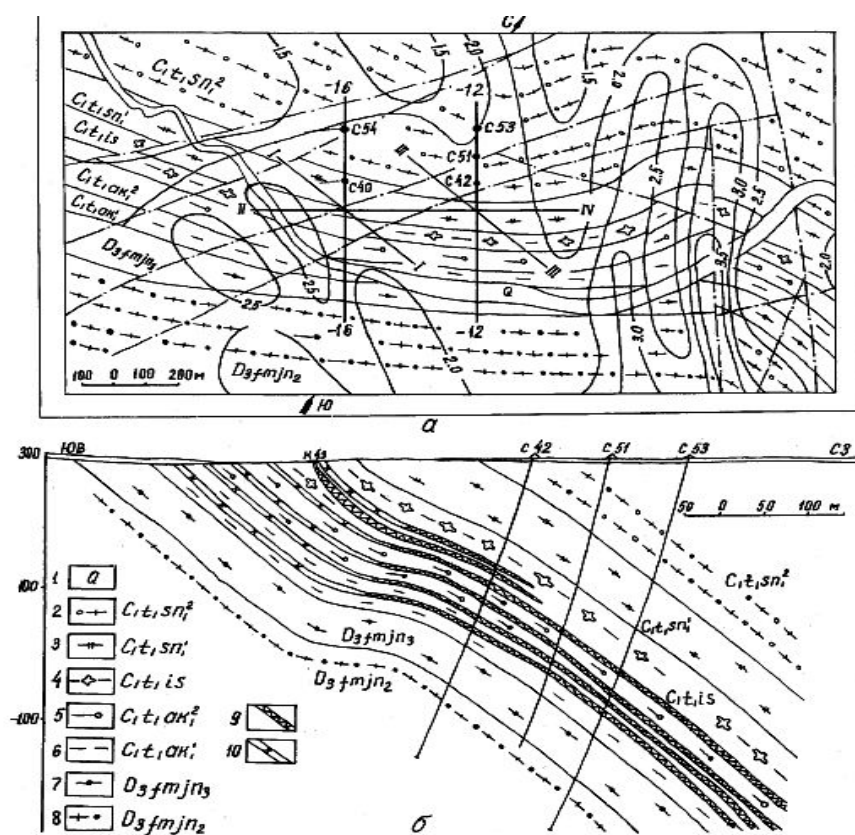


Рис. 56. Карта изолиний кажущейся поляризуемости на геологической основе (а) и геологический разрез (б) по разведочной линии свинцово-цинкового месторождения Жалгызгагаш:

1 – рыхлые отложения; 2 – комковатые известняки; 3 – полосчатые доломиты; 4 – кавернозные доломиты; 5 – биогенные доломиты; 6 – массивные доломиты; 8 – комковатые известняки; 9 – свинцово – цинковые руды; 10 – зоны окисления и выщелачивания

В пределах названных месторождений ранее выполнены геофизические исследования комплексом методов. На месторождении

Миргалимсай ни по одному геофизическому методу, в т. ч. и по методу ВП, нет аномалии, связанной с рудным горизонтом. Нет аномалии ВП и на месторождении Жалгызагаш (рис 56, а). Месторождение Шалкия выявлено при проверке буровыми работами аномалии ВП, но сама аномалия обусловлена здесь графитизацией [47].

Работы методом РВП на месторождении Жалгызагаш выполнены по ряду профилей, в т. ч. над рудными телами, установленными по скважинам. Результаты измерений по этой части участка (у скважин) показаны на рис. 57. В аспекте темы этого параграфа представляет первостепенный интерес только его часть (рис. 57, б), а другие фрагменты будут рассмотрены в последующих разделах по обоснованию методических условий исследований. Приведенный на нём график – пример реализации методики РВП.

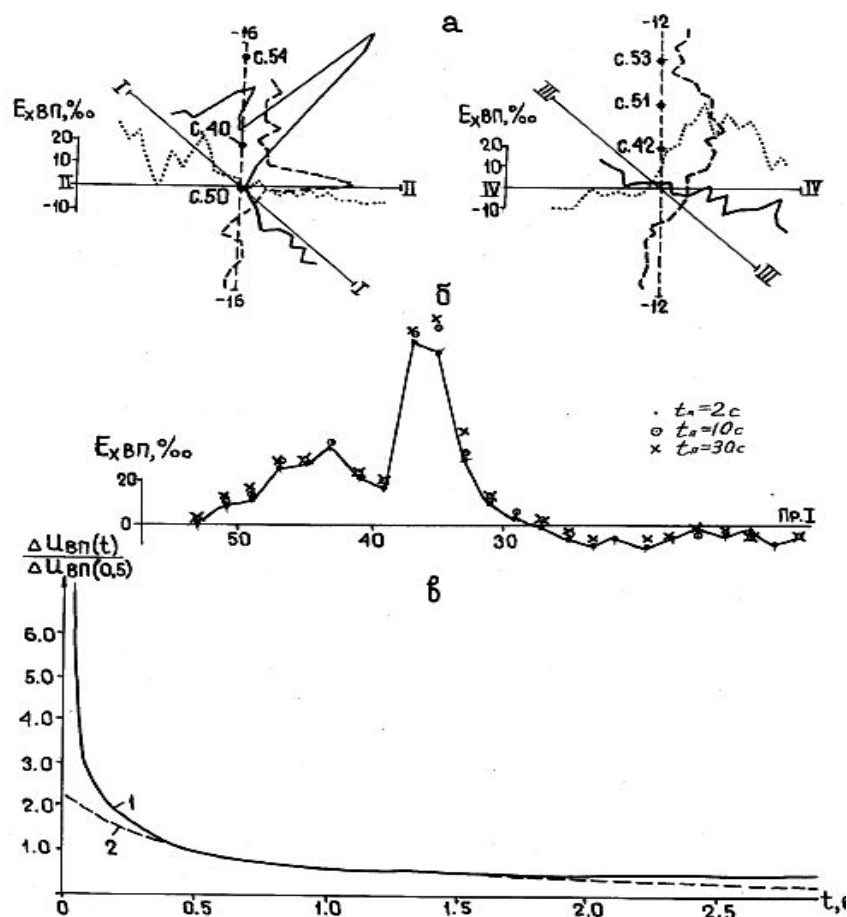


Рис. 57. Эффекты вызванной поляризации в зависимости от:
 а – направления поляризующего поля;
 б – длительности поляризации; в – времени спада (1 – в аномальном поле, 2 – в нормальном поле), – на свинцово-цинковом месторождении Жалгызагаш

7. МЕТОДИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Для получения надежных и представительных геологических результатов на основе разделения компонентов электрического поля вызванной поляризации необходимо соблюдение определенных методических и технических условий измерений характеристических параметров. Аномалии ВП, обусловленные рудными телами, составляют только часть суммарного измеряемого эффекта, поэтому необходимо использовать все возможности для повышения её относительной величины. При этом необходимо учитывать, что любое методическое условие определяется, как минимум, двумя противоречивыми требованиями (факторами). Для их учета необходимо применение методов оптимизации. Мы ограничимся лишь рассмотрением роли этих факторов.

7.1. Интервал времени регистрации разности потенциалов ВП

Влияние этого фактора на конечные геологические результаты исследований методом ВП определяется решаемой задачей и характеристиками изучаемого объекта. Так, из приведенного примера применения метода на свинцово-цинковом месторождении «Жалгызаш» – (рис. 56, а) – видно, что при измерении ВП через 0,5 с после выключения поляризующего тока рудные тела совершенно не проявляются на карте изолиний поляризуемости, а причина этого становится очевидной при рассмотрении рис. 57 в: процесс спада ВП от рудного тела происходит значительно быстрее спада поля поляризации, наблюдаемого в пустых породах. Только при регистрации поля ВП через 0,02 с после прекращения действия тока удастся получить ясно выраженный эффект от рудного тела (рис. 57, б). Аналогичные зависимости спада ВП во времени для других рудных тел показаны на рис. 58, б и рис. 58. в, а также в работах [11, 13]. Поэтому, для выявления рудных тел, представленных сульфидными рудами (особенно для тел, локализуемых в карбонатных породах), необходимо выбирать момент времени регистрации ВП, возможно ближе к моменту выключения тока. Но устанавливать такое методическое требование к регистрации ВП при решении, например гидрогеологической задачи, нет необходимости, что следует из закономерности спада ВП в обводненных зонах – кривая 7 на рис. 58, в.

При оценке роли этого фактора для разделения поля ВП будем исходить из формулы (194), по которой определяются его компоненты, и формул (195), характеризующих неустранимые при вычислениях погрешности. В соответствии с ними начальное время регистрации ВП должно стремиться к нулю. Но это стремление ограничивается проявлениями переходных электродинамических процессов в рудных телах, а также индукционными явлениями в земле и в измерительных цепях.

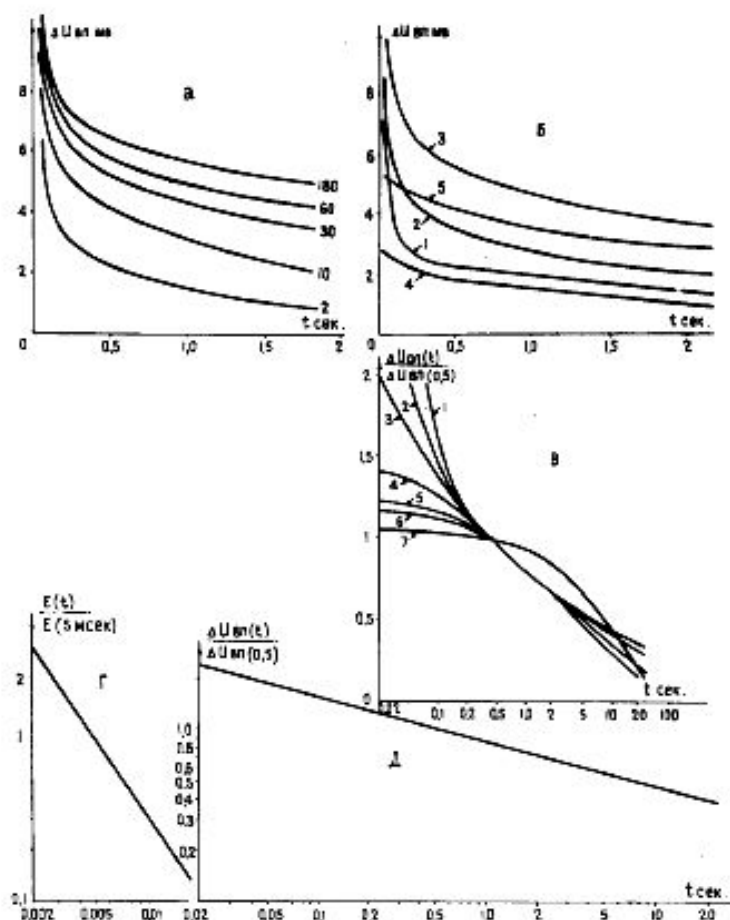


Рис. 58. Зависимость спада поля ВП во времени от:

а – длительности поляризации (цифры у кривых – в с); б, в – типа объекта (1, 2, 3 – для рудных тел; 4, 5 – для вмещающих оруденение горных пород; 6 – для углистых сланцев; 7 – для обводнённых наносов); г – график спада магнитного поля в незаземлённой петле; д – график спада поля ВП

Определённое суждение по первому ограничению можно составить из сравнения графиков изменения во времени магнитной составляющей поля, регистрируемой в методе переходных процессов, и поля ВП (рис. 58, г и 58, д). Из сравнения этих графиков (приведенных

в билогарифмическом масштабе) видно, что скорости указанных процессов различны, и при временах больших 0,02 с влияние электродинамического процесса на результаты измерения ВП практически отсутствуют.

Характеристику второго ограничения – индукционного эффекта – удобнее дать на основе рассмотрения электрического поля при переменном токе, а затем перейти от частотных к временным зависимостям.

Электрическое поле, создаваемое заземленным проводом, через который течет переменный ток, в однородной изотропной среде, определяется выражением [22]

$$E_{x\omega} = -\frac{I}{2\pi\kappa} \left[\left(\frac{l+x}{r_{AM}^3} + \frac{l-x}{r_{BM}^3} \right) - \int_{-l}^l \frac{1 - (1+kr)e^{-kr}}{r^3} d\xi \right],$$

где k – волновое число среды;

κ – удельная электропроводность среды;

ω – круговая частота;

l – полуразноспитающей линии;

r – расстояние от точки измерения до элемента провода;

ξ – текущая координата элемента провода.

При этом $r = \sqrt{(\xi - x)^2 + y^2}$.

В [22] приведены значения $E_{x\omega}/E_x$, где E_x – составляющая напряжённости поля при постоянном токе. Эти значения были использованы для расчёта зависимостей относительной величины индукционного эффекта от различных факторов. Они показаны на рис. 59.

Представленные на нём зависимости дают возможность оценить величину относительной погрешности, вносимой индукцией в земле. Выполненные расчёты, конечно, весьма приближённые, но они дают возможность оценить допустимую длину питающей линии, обеспечивающую приемлемую погрешность для момента времени 0,01 с, приблизительно соответствующего циклической частоте, равной 20 Гц, для которой проведены расчёты.

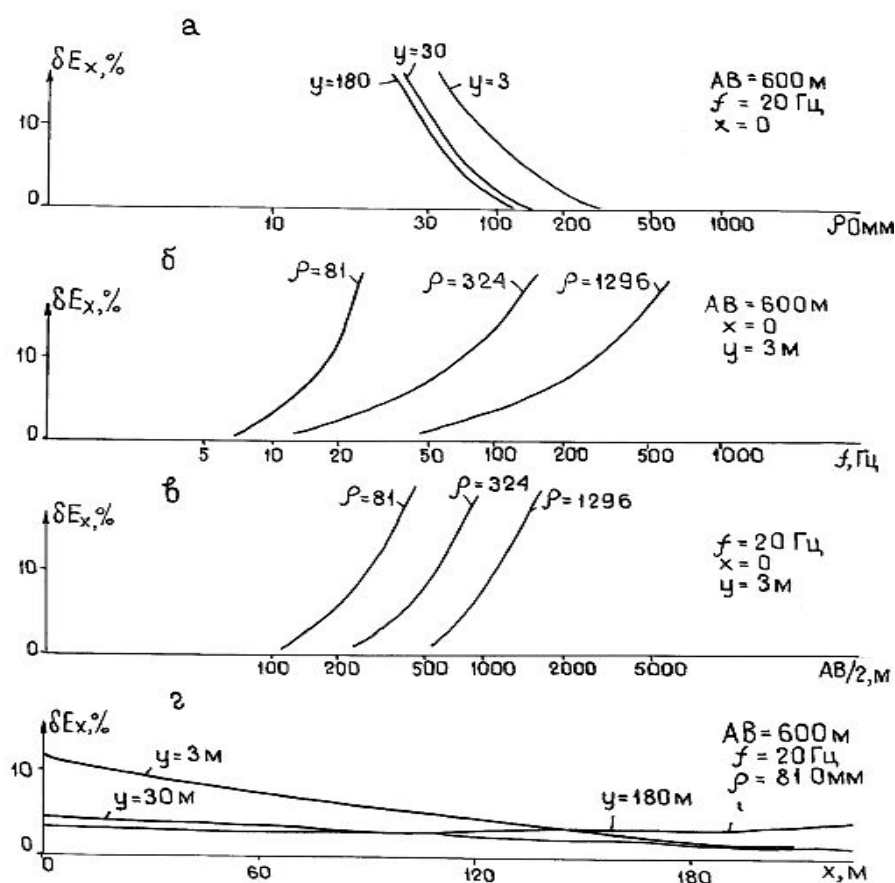


Рис. 59. Погрешности от эффектов индукции в зависимости от:
 а – удельного сопротивления среды; б – частоты тока; в – разностей питающей линии; г – удаления питающей и приёмной линий

Конечное время (или второй момент) регистрации ВП определяется (как и начальное) целями и задачами исследований. При разделении поля ВП на компоненты необходимо обеспечить минимальную погрешность их вычислений, характеризуемую формулами (195). Исходя из них это время должно быть минимальным, при котором обеспечивается максимальное значение разности $a_{22} - a_{12}$, иначе – максимального расхождения относительных величин $\Delta U_{ip}(t) / \Delta U_{ip}(0.02)$, (рис. 45).

7.2. Длительность становления вызванной поляризации среды

В методе ВП поляризация среды вызывается, как правило, импульсами постоянного тока. При этом нет чётких критериев, определяющих их оптимальную длительность. При решении одних и тех же геологических задач, в зависимости от способа измерений и приме-

няемой аппаратуры, устанавливались самые различные длительности импульсов тока: 11,75 мс [62], 25 мс [44, 45], 0,3 с [140], 5 с [137], 10 с и др. Но продолжительность пропускания тока через среду оказывает значительное влияние (наряду с другими факторами) на проявление определенного электрохимического процесса, приводящего к поляризации, т. е. время действие тока изменяет относительную роль различных геоэлектрических особенностей в наблюдаемом эффекте ВП. Это необходимо учитывать при интерпретации результатов полевых наблюдений, а также при постановке перед методом ВП определенных геологических задач. Будем рассматривать закономерности становления поля ВП в аспекте задачи поисков рудных тел. Наблюдаемое в этом случае поле ВП можно условно представить двумя компонентами: первым – обусловленным рудным телом (аномальное поле), вторым – обусловленным всеми остальными факторами (нормальное поле). Становление этих компонентов подчиняется различным временным зависимостям [11, 16], описанным в предыдущих разделах, и соотношение между ними в каждый момент времени различно. Очевидно, что при оптимизации решения этой задачи должны быть учтены различные условия в зависимости от поставленной цели, но наиболее важной представляется максимизация амплитудного эффекта ВП от рудного тела.

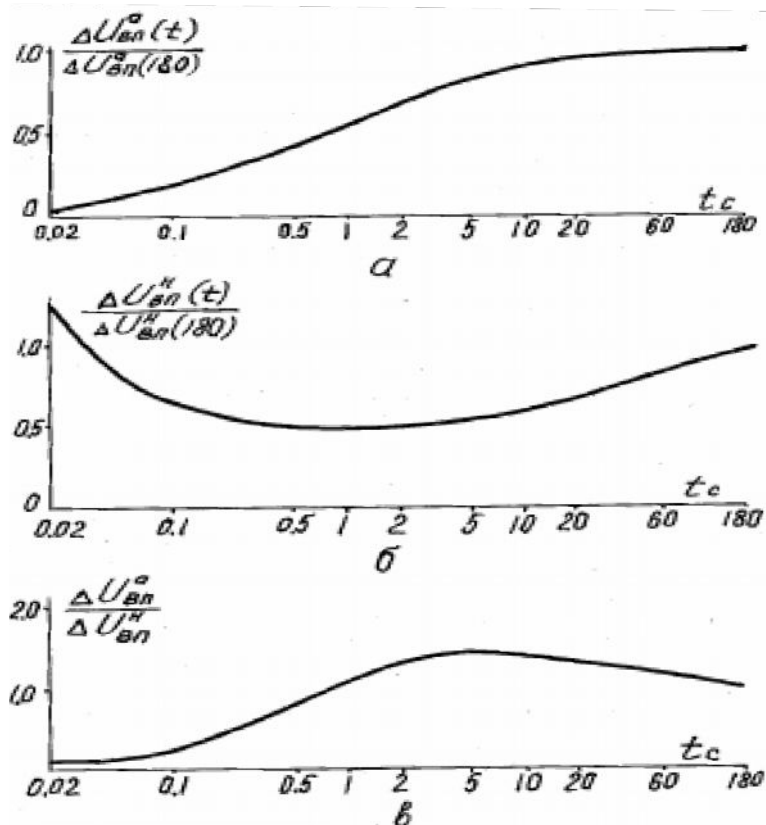


Рис. 60. Становление вызванной поляризации:
 а – электронного проводника;
 б – ионно-проводящей среды;
 в – соотношения компонентов поля ВП

На рис. 60 изображены обобщенные зависимости становления поля ВП на рудных объектах и во вмещающих породах, из рассмотрения которых следует, что относительная величина аномалии достигает максимума при некотором оптимальном времени, а дальнейшее пропускание тока приводит лишь к возрастанию уровня нормального поля (рис. 61).

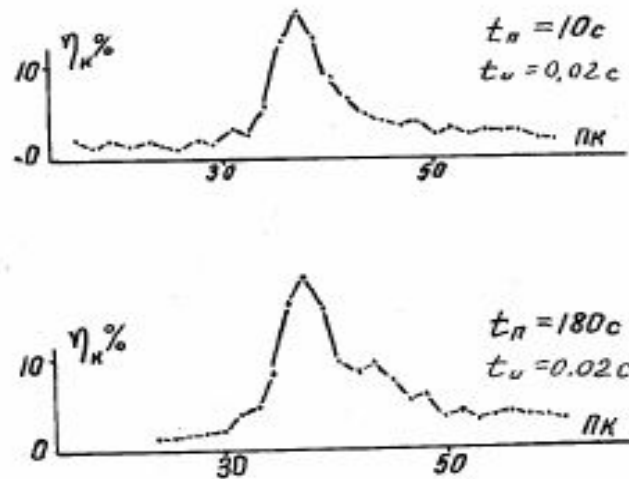


Рис. 61. Эффект ВП от рудного тела при различной длительности поляризации (Рудный Алтай)

Но наблюдаются и более сложные зависимости (рис. 62).

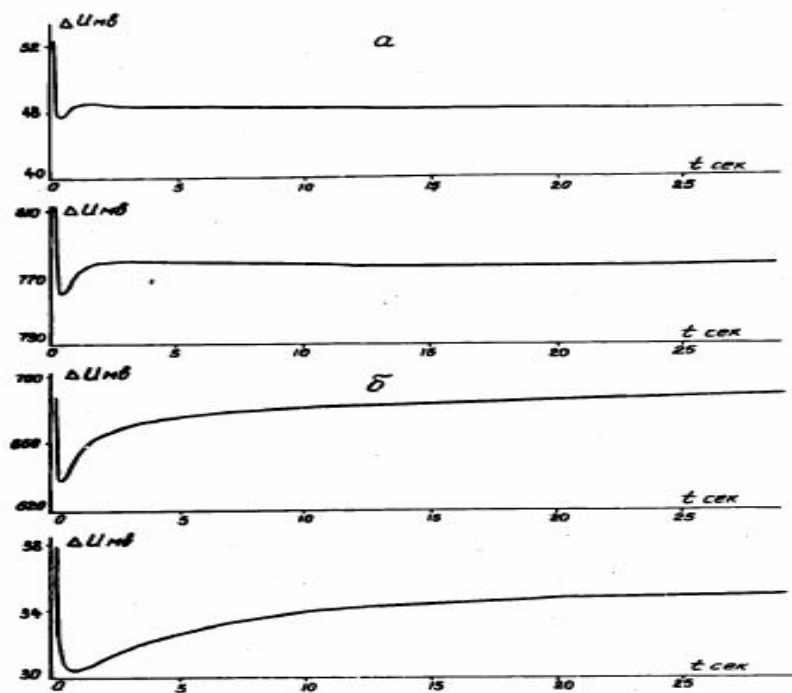


Рис. 62. Примеры осциллограмм становления ВП:
а – на безрудных участках; б – в областях рудных тел

Из них вытекает очевидная недопустимость очень кратковременных импульсов при постановке работ для поисков рудных тел, что подтверждается примерами [45], приведенными на рис. 63, в которых длительность импульсов тока равна 25 мс.

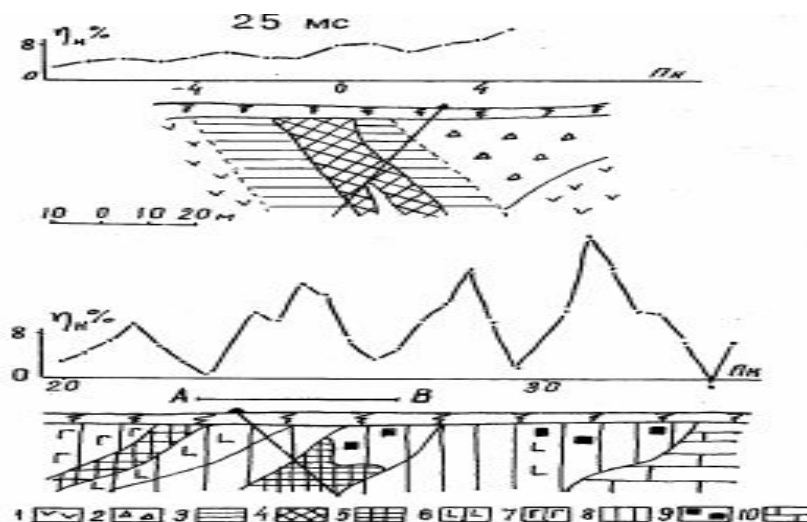


Рис. 63. Эффекты ВП при кратковременных импульсах тока:
 1 – андезитовые порфиристы; 2 – лавобрекчии; 3 – пиритовые руды;
 4 – галенит-пиритовые руды; 5 – магнетитовые скарны; 6 –
 диопсидовые скарны; 7 – гранатовые скарны; 8 – магнетит –
 диопсидовые скарны; 9 – пиритизация; 10 – известняки

На них отчетливо выражен эффект диффузионной поляризации токовых электродов и среды, как и на рис. 34, но никак не проявлены рудные тела.

Большое значение имеет оптимизация длительности токовых импульсов при разделении полей ВП по их спаду для обеспечения максимальной величины $a_{22} - a_{12}$ в формуле (195), это видно из рис. 64.

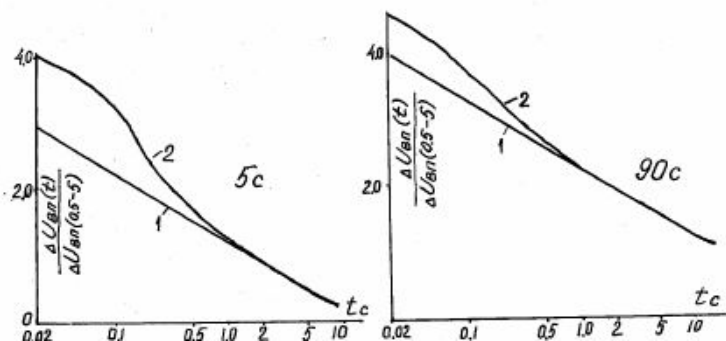


Рис. 64. Соотношение компонентов поля ВП при различной длительности поляризации среды (5 и 90 с):

1 – спад нормального поля; 2 – спад, аномального поля ВП

На основе работ, выполненных в различных рудных районах Казахстана, оптимальная длительность токовых импульсов при поисках полиметаллических рудных тел и золоторудных зон методом ВП имеет порядок единиц секунд, в частности для свинцово-цинковых месторождений Южного Казахстана она равна 2 с достаточность принятой длительности иллюстрируется рис. 57 в. Такой же порядок величин (5 и 3.5 с) приводится в [136, 149] по зарубежным полиметаллическим месторождениям. При решении других задач, таких как, например, гидрогеологические или геокартировочные исследования, потребуются иные длительности импульсов тока.

7.3. Разнос токовых электродов

Оптимальная величина питающей линии определяется несколькими методическими и техническими факторами. Не затрагивая вопроса о выборе типа установки электродов и рассматривая только схему градиента (токовые электроды неподвижны), можно выделить несколько основных: минимальное значение разноса ограничивается необходимой глубиной исследований (а также экономикой), а максимальное – индукционными процессами (и техническими возможностями). От выбора максимального разноса токовых электродов зависит и установка начального момента регистрации ВП, как было показано в разделе 7.1, т. е. эти два условия взаимосвязаны, и при решении вопроса приходится исходить из приоритетной важности того или иного условия. В качестве примера можно привести участки Брусиловский и Даулет (рис. 49–51), на которых были выбраны на основе опытных работ с различными разносами электродов их значения, равные 600 м, поскольку для решения задачи разделения полей ВП на них приоритетным условием являлось минимальное значение начального времени, а при разносах больших 600 м были заметно выражены индукционные эффекты на временах до 0,1 с. Другой пример – Орловское полиметаллическое месторождение (на Алтае). Здесь не было необходимости в разделении полей ВП, а главным условием являлось обеспечение максимальной глубины исследований. Поэтому на основании опытных работ, результаты которых показаны на рис. 65, для площадных исследований был принят разнос, равный 1200 м, а начальное время регистрации сдвинуто до 0,05 с.

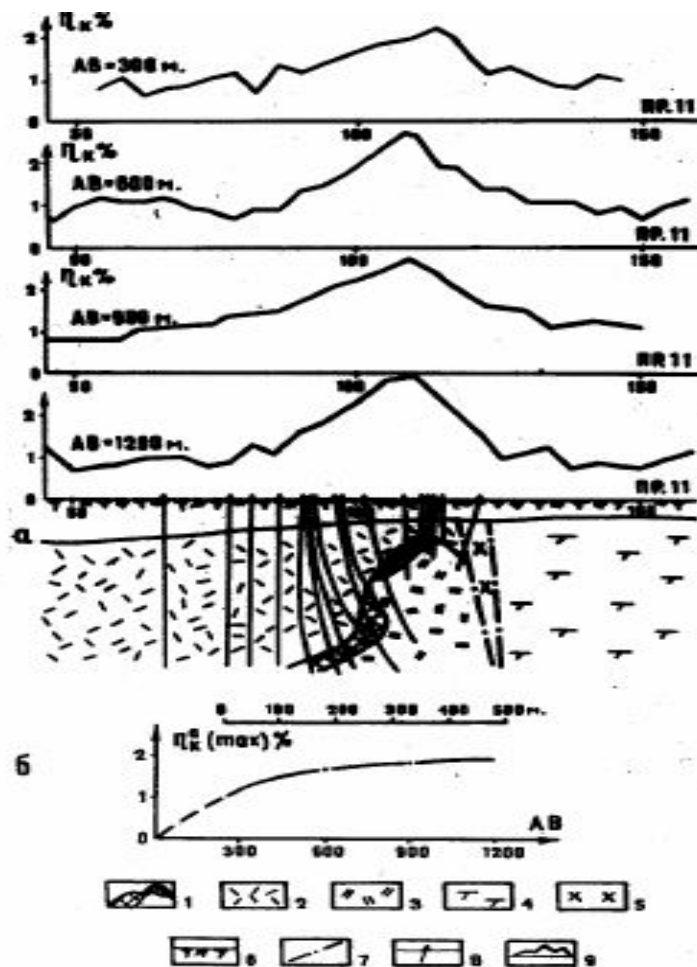


Рис. 65. Аномальные эффекты ВП в зависимости от величины разносов питающей линии (цифры у кривых):
а – графики кажущейся поляризуемости; *б* – зависимость амплитуды аномалии от разносов питающей линии, – на Орловском полиметаллическом месторождении; 1 – рудные тела; 2 – кислые эффузивы; 3 – эффузивно-осадочные образования; 4 – туфы смешанного состава; 5 – гранит-порфиры; 6 – наносы; 7 – тектонические нарушения; 8 – разведочные скважины; 9 – графики кажущейся поляризуемости

При неблагоприятных геоэлектрических условиях: небольшая мощность объекта, значительная глубина залегания и другое – при прожилковой текстуре руд заметную роль в увеличении эффекта ВП приобретает направление разноса токовых электродов, что показано теоретически [82], путем моделирования, а также примером, приведенным на рис. 57 *а*: амплитуда аномалии проводящего тела значительно увеличивается при направлении первичного поля вдоль его простирания.

7.4. Разнос приёмной линии

От величины приёмной линии (диполя) зависит точность выявления формы аномальной кривой и амплитуда аномалии. Математически обоснованное решение этого вопроса можно найти путём применения теоремы выборки Котельникова. Мы ограничимся лишь акцентированием внимания на нём, используя расчетные зависимости и данные полевых измерений (рис. 66).

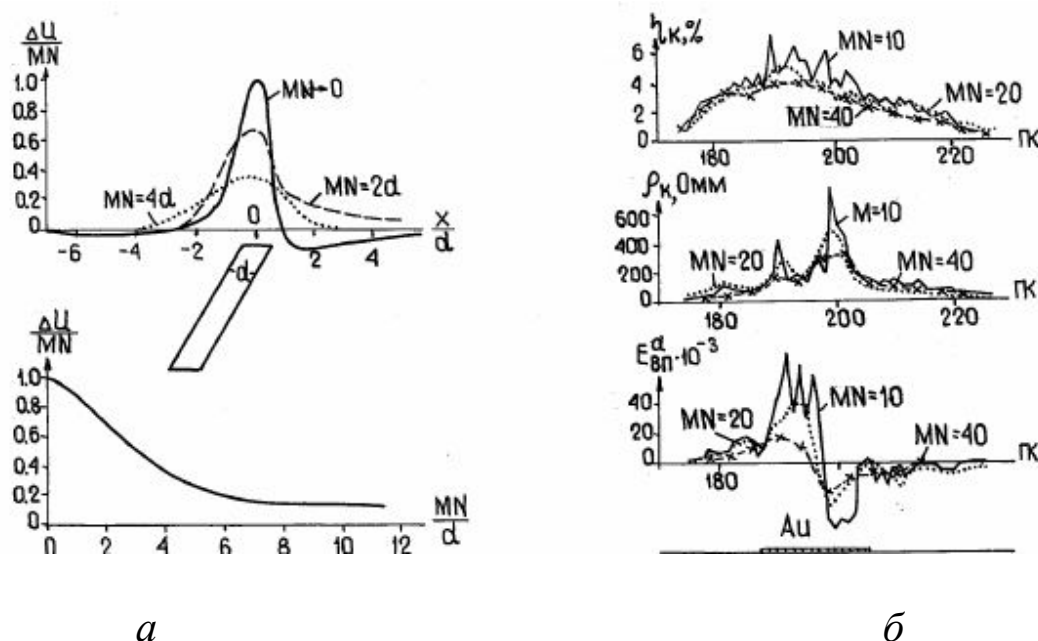


Рис. 66. Аномалии ВП в зависимости от разнота приёмных электродов:
 а – теоретически рассчитанные; б – измеренные (на участке Брусиловский)

Общие положения электропрофилеирования [7] диктуют методическое условие: величина приёмной линии не должна превышать мощности объекта. Теоретические зависимости величины эффекта ВП, приведенные на рис. 66, а позволяют оценить требуемый разнос.

Мощность сульфидно-минерализованных зон составляет на многих объектах метры – первые десятки метров. Очевидно, разности приёмной линии должны быть того же порядка. На рис. 66 б, приведены результаты полевых измерений по Брусиловскому золоторудному проявлению при различных величинах приёмных линий. Из приведенных графиков видно, что с уменьшением расстояния между приёмными электродами увеличивается амплитуда узких аномалий, входящих в суммарную аномальную зону, что обеспечивает решение геологической задачи, как например на указанном участке, при про-

слеживании зон сульфидной минерализации, в связи с поисками золота (проверочное бурение подтвердило эту связь).

При изучении переходного процесса ВП и его использования для разделения поля на компоненты необходимо также учитывать, что спад ВП в двух соседних точках может значительно отличаться и кривая спада разности потенциалов между приёмными электродами, удалёнными друг от друга на большое расстояние, может быть сильно искажена.

7.5. Особенности техники измерений

Рассмотрение экспериментальных данных показывает, что имеющиеся резко выраженные различия в электрохимических свойствах различных поляризующихся объектов нередко слабо проявляются в зарегистрированных процессах спада ВП при полевых измерениях на фоне достаточно высокого уровня нормального поля. Для того, чтобы обеспечить максимальное проявление эффектов ВП от рудных тел или сульфидно-минерализованных зон, приходится проводить измерения спадающей во времени разности потенциалов при определенных жёстких условиях, к которым, прежде всего, относится необходимость её регистрации начиная с возможно более ранних моментов времени после выключения поляризующего тока. Соблюдение этого условия накладывает определенные требования и к технике измерений. Прежде всего это относится к аппаратуре. Краткое описание применявшегося для измерений макета аппаратуры дано в приложении 1.

Важным техническим требованием является обеспечение минимальных индуктивно-емкостных связей между элементами измерительных и токовых цепей. Одна из таких связей – взаимоиנדукция проводов питающей и приёмной линий.

Величины ЭДС взаимоиנדукции в проводах приёмной линии равны:

$$e_M = -M_M \frac{dI}{dt}; e_N = -M_N \frac{dI}{dt},$$

где M_M и M_N – коэффициенты взаимоиנדукции проводов M и N .

На вход прибора подаётся разность потенциалов величиной

$$\Delta U_i = e_M - e_N = -(M_M - M_N) = -M_{MN} \frac{dI}{dt}.$$

Коэффициент взаимоиנדукции для двух прямолинейных параллельных проводов определяется выражением [126]

$$M_{MN} = \frac{\mu_0}{4\pi} L \left\{ \ln \frac{\left[d_1 - 2 + \sqrt{(d_1 - 2)^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} \right]^{2-d_1}}{\left[d_2 - 2 + \sqrt{(d_2 - 2)^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} \right]^{2-d_2}} + \ln \frac{\left[d_1 + \sqrt{d_1^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} \right]^{d_1}}{\left[d_2 + \sqrt{d_2^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} \right]^{d_2}} + \right. \\ \left. \sqrt{(2-d_1)^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} - \sqrt{(2-d_2)^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} - \sqrt{d_1^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} + \sqrt{d_2^2 + \left(\frac{y}{L}\right)^2} \right\},$$

где $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м;

$$d_1 = \frac{l_1}{L}, d_2 = \frac{l_2}{L};$$

l_1, l_2 – длины проводов приёмной линии (начала – в центре установки);

L – полуразнос токовой линии;

y – расстояние между токовой и приёмной линиями.

Положив при расчётах $L = 300$ м; амплитуду силы тока $I_0 = 5$ А; частоту тока $f = 20$ Гц; $y = 0.3; 3; 30; 300$ м, получим следующие величины разностей потенциалов, соответственно значениям y : $\Delta U_i(0.3) = 46.8$ мВ; $\Delta U_i(3) = 33$ мВ; $\Delta U_i(30) = 19.2$ мВ; $\Delta U_i(300) = 6.2$ мВ.

Из результатов расчётов можно заключить, что разнесение проводов питающей и приёмной линий не намного снижает искажающее влияние их взаимоиנדукции на результаты измерений, а абсолютная величина вносимой в них погрешности значительна. Следовательно, для снижения индуктивных наводок в приёмной линии необходимо дополнительно использовать и другие меры. Одна из таких мер – уменьшение сопротивлений заземлений приёмных электродов, при этом величина ΔU_i уменьшается прямо пропорционально уменьшению сопротивления. Вторая мера – выбор оптимальной величины входного сопротивления измерительного прибора: независимость результатов измерений от сопротивления заземления приёмных электродов обеспечивается высоким входным сопротивлением, но для уменьшения влияния индукции необходимо его снижать (известно, что величина индукции зависит от различий в сопротивлениях линий M и N).

Одной из причин увеличения различий в полных сопротивлениях линий M и N , и как следствие, увеличение влияния индукции, является утечка измерительной схемы на землю [60]. Если при измерении постоянной разности потенциалов утечка может считаться допустимой, то при регистрации переходного процесса ВП она может привести к значительным искажениям результатов. Пример искажения кривой спада ВП вследствие утечки измерительной схемы прибора показан на рис. 67. Опыт работ показал, что для получения неискажённой записи спада ВП необходимо обеспечивать сопротивление изоляции прибора порядка 500 мОм. Для проверки отсутствия индуктивных наводок в измерительной цепи необходимо периодически проводить регистрацию разности потенциалов между приёмными электродами, помещёнными в едином пункте профиля, при максимальном их удалении от прибора. Очевидно, что результат измерений должен быть равен нулю.

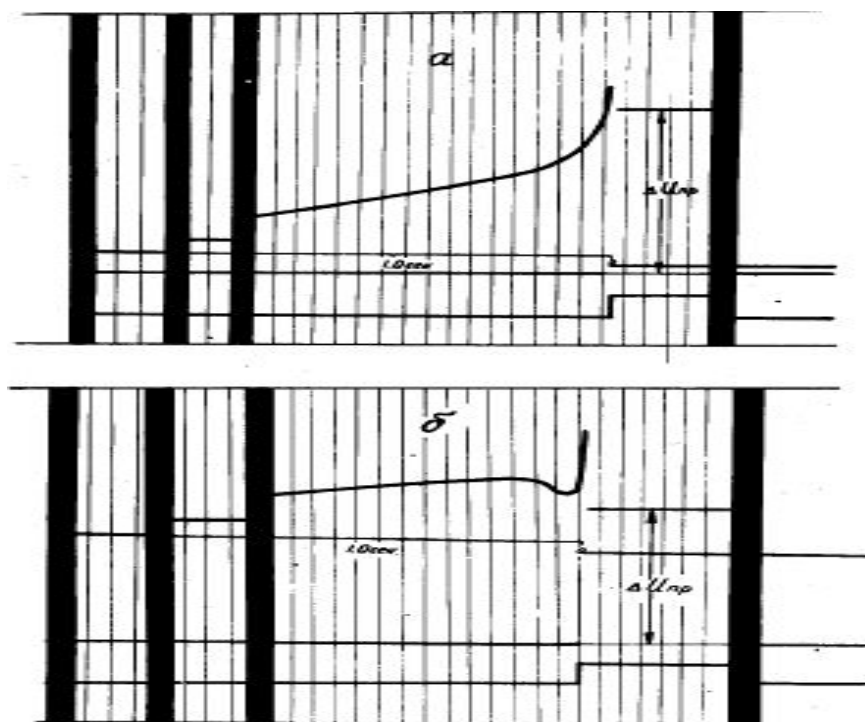


Рис. 67. Пример искажений осциллограмм спада ВП, обусловленных утечками в измерительной цепи:
а – без утечек, б – при наличии утечек

Осциллограммы спада ВП могут быть искажены индуктивно-ёмкостными связями в измерительных цепях, подобными тем, которые показаны на рис. 67, процессами становления поля, переходными

процессами в рудных телах и аппаратурными причинами. Поэтому для получения представительных данных необходим регулярный контроль состояния аппаратуры и измерительных цепей, а также соблюдение методических условий, обеспечивающих отсутствие эффектов становления поля (или наличие способов их учёта и исключения). При этом необходима точная документация выполняемых контрольных измерений.

Часть третья

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

8. ПРИНЦИПЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ АНОМАЛИЙ ВП

Интерпретация данных полевых измерений производится в общем случае при совместном использовании амплитудных графиков аномального поля ВП, кривых его спада во времени, а также графиков напряжённости первичного поля. Это позволяет получить более однозначные результаты. Для интерпретации, очевидно, необходимо обработать результаты регистрации характеристик поля и представить их в необходимом формате. Рассмотрим вначале принципиальные положения её методики, а затем – практически важные процедуры подготовки к ним данных измерений.

8.1. Общие положения

При количественной интерпретации геофизических данных определяют геометрические и физические параметры аномалиеобразующего объекта. Они служат основой для геологического истолкования аномалии. В методе ВП в качестве физического параметра рекомендуют [49] использовать поляризуемость η . Но этот параметр для электронных проводников в большей степени зависит от их объёмного содержания в объекте, чем от физико-химических свойств [93], что видно из рассмотрения соотношений, вытекающих из формул (96), (97)

$$\eta \approx \frac{4\pi\theta\vartheta}{1+4\pi\theta\vartheta}, \quad \text{где} \quad \vartheta \approx \frac{1}{4\pi} \frac{\kappa_\delta - 0.02\kappa}{\kappa_\delta - 0.06\kappa}.$$

Даже при большом изменении κ_δ (электрохимической активности минералов) значения ϑ и η будут варьировать в небольших пределах, что подтверждается сравнением данных измерений величин поляризуемостей электронно-проводящих минералов, электрохимические свойства которых резко различны, например: графит и галенит. Следовательно, величина поляризуемости не может быть чётким критерием природы аномалии. Кроме того, аномалии ВП могут создаваться не только электронными, но и ионными проводниками, например об-

воднёнными зонами [71, 148]. Чаще всего амплитуда их невелика, но во многих случаях она может быть соизмерима с величиной аномалии от рудного тела, залегающего на значительной глубине (пример – Орловское месторождение). Таким образом, на основе количественной интерпретации амплитудных аномалий ВП нельзя дать их однозначное геологическое истолкование. Достоверность геологической интерпретации может быть значительно повышена при использовании закономерностей переходного процесса ВП.

Прежде всего, необходимо отметить, что форма кривых спада ВП рудных тел заметно отличается от таковой для пустых пород. Более того, параметры переходного процесса ВП различны для геологических тел с рудной и графитовой минерализацией. Есть основания полагать, что при повышении точности определения параметров появится возможность геологической характеристики рудных тел. Это следует из почти линейной связи параметра b с величиной κ_δ , определяемой плотностью тока обмена, и вместе с тем отсутствием зависимости его от содержания электронно-проводящих минералов (как следует из формулы (62)):

$$b \approx 500[\kappa_\delta - 0.06\kappa] \sum_{i=1}^N z_i^2 c_{0i}. \quad (62^*)$$

Суммарная концентрация ионов в окружающем электронный проводник растворе зависит от геологической обстановки и отражается на величине этого параметра. И всё же он в большей степени зависит от величины κ_δ , чем от концентрации ионов во вмещающих электронно-проводящие минералы горных породах и их электропроводности, т. к. между этими величинами существует определённая зависимость: электропроводность κ пропорциональна концентрации ионов, а величина κ_δ связана с ней соотношением [108]: $0.5|\kappa_\delta| = |j_0| = |j_{00}\sqrt{c_0}|$, – где j_{00} – плотность тока обмена при концентрации c_0 , равной единице. Практические данные по ряду месторождений, приведённые в табл. 4, показывают, что месторождения полиметаллов резко отличаются по этому параметру от образований графита.

В относительно простой геологической обстановке заключение о природе аномалии ВП может быть сделано достаточно уверенно уже при первом рассмотрении полевых материалов, по кривым спада ВП (рис. 68–71), которые иллюстрируют изложенную мысль о невозмож-

ности однозначной интерпретации аномалий ВП только по амплитудным характеристикам.

Первый, самый простой пример, изображённый на рис. 68. I, – результаты моделирования. Из него отчётливо видно, что амплитуды аномалий поляризуемости η_k от графитовой модели и медной пластинки с керном сульфидсодержащей породы практически одинаковы, но кривые спада ВП от этих моделей резко различны – пк 48 и пк 66. Следует заметить, что кривая спада ВП, зарегистрированная на пк 44, представляет собой суммарный эффект, обсуждение которого будет сделано позже. Аномалия η_k от пиритовой модели меньше по амплитуде вследствие меньшего содержания в ней электронных проводников, чем аномалии от других моделей, а кривая спада ВП обусловлена не только поляризацией перехода электронно-проводящих включений, но и диффузионной поляризацией скелета – горной породы.

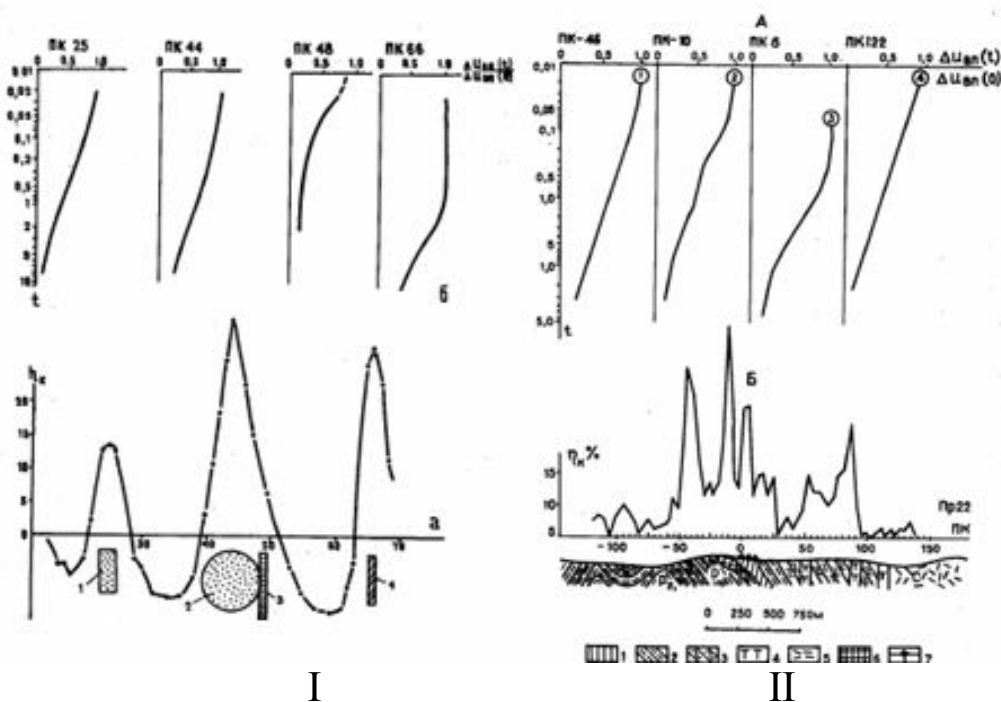


Рис. 68. Эффекты ВП: I – от моделей (1 – вкрапленность пирита; 2 – вкрапленность пирита и халькопирита; 3 – медная пластинка; 4 – графитовая пластина), II – геологических объектов (пиритизация – кривая 1; наложение ВП – кривая 2; графитизация – кривая 3; пустые породы – кривая 4). 1 – графитизированные сланцы; 2 – глинистые сланцы и песчаники; 3 – кремнистые сланцы; 4 – серпентиниты; 5 – альбитофиры; 6 – железные шляпы; 7 – скважины

На рис. 68. II показан полевой пример, подобный лабораторному, по участку графитизированных пород, среди которых локализуются две зоны сульфидной минерализации, выходящие на поверхность в виде "железных шляп" – на пк 15 и пк 45. Аномалии от указанных геологических объектов можно выделить по отдельности путём расчётов – это рассмотрено в других разделах, здесь лишь сделан акцент на факте отсутствия однозначной связи амплитуды аномалии с природой создающего её объекта. В этом примере более отчётливо, чем в лабораторном, видно наложение аномальных эффектов ВП от различных по поляризационным свойствам объектов, исходя из геологической обстановки, это зоны пиритизации и графитизации, а также вмещающие горные породы и поляризованные токовые электроды. Кривая (4) спада ВП, зарегистрированная в пустых горных породах, хорошо совпадает по форме с теоретической кривой, рассчитанной для поляризованных токовых электродов (рис. 27) (заметьте, что у неё нет явно выраженной точки перегиба, в отличие от кривой поляризации перехода, характерной для геологических электронно-проводящих объектов). Почти такую же форму с небольшим отличием имеет и кривая (1), т. е. можно полагать, что большую часть характеризующего её эффекта ВП составляет поле поляризованного электрода. Это поле входит составной частью во все регистрируемые эффекты ВП.

На рис. 69 показаны аномалии поляризуемости η_k , почти одинаковые по амплитуде, по месторождениям полиметаллов и графита, по которым нельзя сделать вывод о природе объекта без привлечения кривых спада ВП.

При сравнении кривых спада ВП аномалий η_k (рис. 69, а и 69, б) чётко видно различие их форм, а характеристические параметры, полученные по этим кривым, указывают на связь первой аномалии с графитизацией, а второй – с полиметаллами. Несколько сложнее пример, приведённый на рис. 69, в. При его рассмотрении возникает ряд мыслей – вопросов и пожеланий. Показанная амплитудная аномалия, аномалия ВП – хороший пример искажения её формы вследствие наклонного направления поляризуемого поля, а также влияния диффузионной поляризации среды, но эти вопросы будут рассмотрены несколько позже, а в аспекте рассматриваемого вопроса важным аргументом являются величины характеристических параметров, указывающих на связь рассматриваемой аномалии с полиметаллическим

рудным телом. Вместе с тем этот пример привлекает внимание к теме необходимости всестороннего изучения выявленной аномалии – активного интерпретационного процесса – перед её геологической интерпретацией.

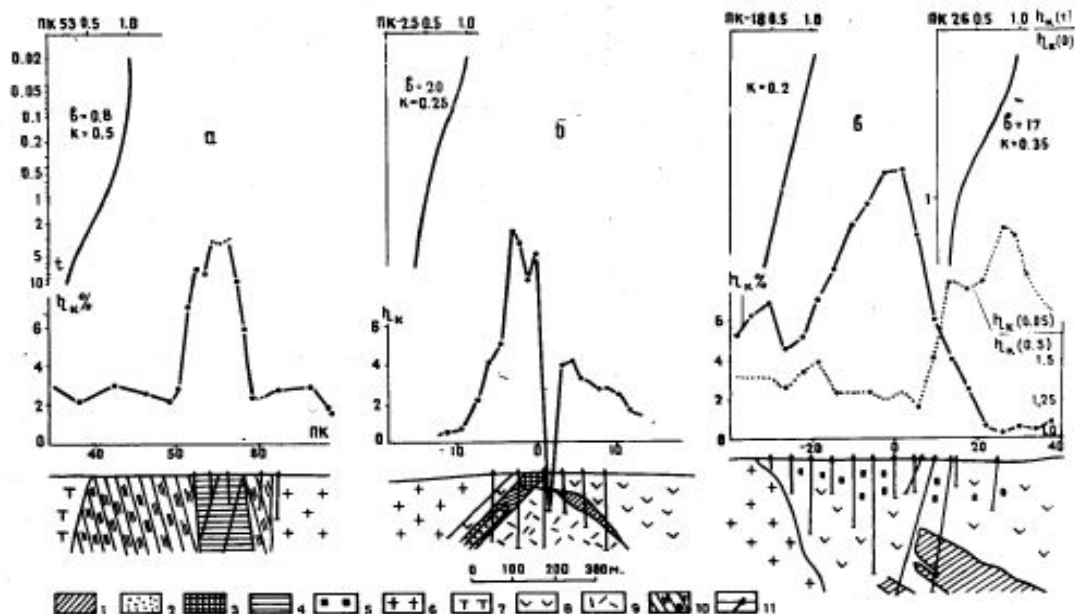


Рис. 69. Аномалии ВП на месторождениях:

а – графита (Восточное – Западный Казахстан); б, в – медноколчеданных (50 лет Октября, Авангард – Мугоджары). 1 – медноколчеданные массивные руды; 2 – вкрапленные руды; 3 – зона окисления; 4 – рафитизированные сланцы с линзами графита; 5 – пиритизация; 6 – граниты; 7 – серпентиниты; 8 – основные эффузивы; 9 – кислые эффузивы; 10 – кремнистые и глинистые сланцы; 11 – скважины

На рис. 70 приведены примеры аномалий, подобные рассмотренным, но заметное их отличие от показанных на рис. 69 состоит в величине характеристического параметра b для рудных тел. Если на месторождениях Мугоджар он имеет величину порядка 20, то на месторождениях Рудного Алтая порядок его величины равен 40. Конечно, это явно заметное различие требует детального анализа, но всё же, с первого взгляда, можно полагать его связь с разницей в минералогическом составе руд рассматриваемых месторождений: в частности, со значительной долей пирротина в рудах Западного Казахстана. Ещё раз необходимо подчеркнуть необходимость весомерного обоснования и статистического анализа этого и других аналогичных предположений. Вместе с тем совершенно уверенно можно утверждать положение о резкой дифференциации спадов ВП на месторож-

дениях колчеданных руд и графита (в отличие от уровней амплитудных аномалий поляризуемости η_k), а также уверенно полагать отсутствие связи формы аномалий η_k с геометрическими параметрами рудных тел. На рис. 71 более детально (чем на рис. 70) рассмотрены аномальные электрические эффекты по Николаевскому месторождению (рис. 70, в). При этом необходимо заметить, что показанные на этих рисунках результаты получены по соседним профилям. При сравнении аномалий η_k бросается в глаза большая разница в их форме, что, по мнению автора, является следствием большой доли эффекта диффузионной поляризации поверхностных, сильно выветрелых и вместе с тем обводнённых геологических образований.

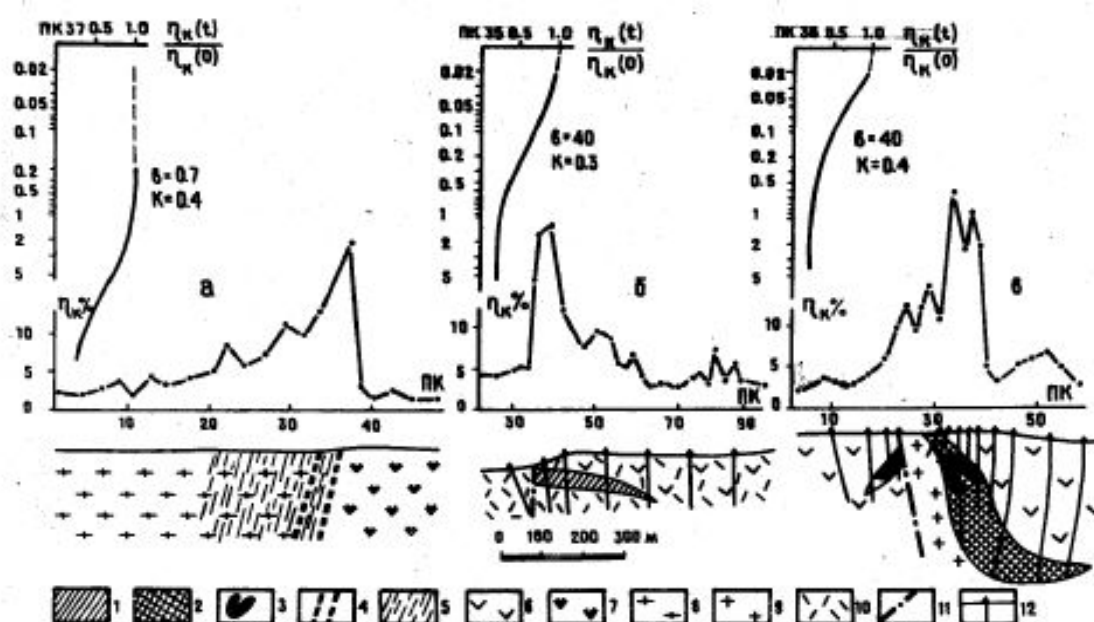


Рис. 70. Аноалии ВП на месторождениях: а – графита (Актасты – Западный Казахстан); б, в – полиметаллов (Камышинском, Николаевском – на Рудном Алтае); 1 – медноколчеданные руды; 2 – медноцинковые руды; 3 – зона вторичного обогащения; 4 – линзы графита; 5 – графитизация; 6 – основные эффузивы; 7 – амфиболиты; 8 – гнейсы; 9 – кварцевые альбитофиры; 10 – кислые эффузивы; 11 – тектонические нарушения; 12 – скважины

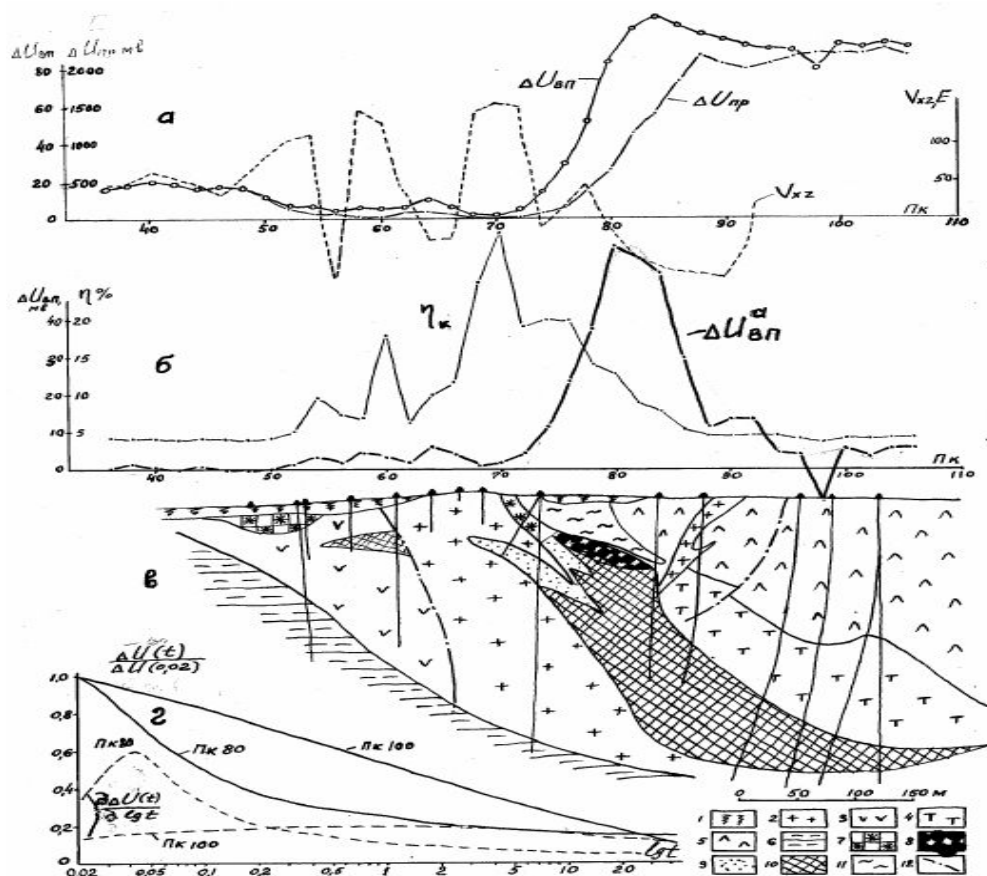


Рис. 71. Геофизические аномалии на Николаевском колчеданно-полиметаллическом месторождении на Рудном Алтае:

а – графики измеренных параметров; б – графики вычисленных параметров; в – геологический разрез; г – графики спада ВП в нормальном (пк 100) и аномальном (пк 80) полях, и графики их производных по логарифму времени. 1 – наносы; 2 – жильные кварцевые альбитофиры; 3 – эффузивные кварцевые альбитофиры; 4 – туфы кислого состава; 5 – диабазовые порфириты; 6 – кремнистые сланцы; 7 – зона окисления; 8 – зона вторичного обогащения; 9 – вкрапленные руды; 10 – сплошные руды; 11 – гидротермально изменённые породы; 12 – тектонические нарушения

На этом месторождении, как и на других месторождениях Рудного Алтая, очень благоприятные для исследования вызванной поляризации рудных тел условия: нет графитизированных объектов, отсутствуют древние сильно метаморфизованные толщи пород, обуславливающих высокий уровень поляризации токовых электродов, а вмещающие рудные тела породы близки по поляризационным свойствам. В этих условиях весьма просто вычислить аномальную разность потенциалов ВП, обусловленную рудным телом, образованным электронно-проводящими минералами по очевидной формуле

$$\Delta U_{ip}^a = \Delta U_{ip} - \Delta U_{ip}^u = \Delta U_{ip} - (\Delta U_p - \Delta U_{ip})\eta^u,$$

где η^u – фоновое значение кажущейся поляризуемости, в отн. ед.

Для рассматриваемого примера его значение принято равным 0,045 (его можно легко определить даже графически).

Для наглядности рассмотрения электрических эффектов результаты непосредственных измерений изображены в масштабах, отношение которых примерно равно η^u . При таком представлении наглядно видно, что поле ВП, наблюдаемое после отключения источника тока, почти полностью совпадает с полем, наблюдаемым при пропускании тока через среду. Различие имеет место лишь в интервале, соответствующем локализации рудного тела, т. е. оно обусловлено его локальным полем ВП, а основное поле создано зарядами поляризованных электродов, структура которого такая же, как и у поля стационарных зарядов, поддерживаемых источником тока, поскольку заряды ВП электродов и стационарные локализуются в единых областях геологической среды.

Максимум аномалии кажущейся поляризуемости η_k пространственно совпадает с зоной окисления, отмечающейся низким значением кажущегося сопротивления (заметим, что $\rho_k = k \frac{\Delta U_{ip}}{I}$), и смещен относительно рудного тела, а экстремум аномалии ΔU_{ip}^a совпадает с центром масс сечения рудного тела и согласуется с аномалией V_{xz} . Результаты интерпретации кривой E_{xip}^a ($E_{xip}^a = \Delta U_{ip}^a / MN$) дают вполне приемлемое для практических целей геометрическое согласие с разрезом, а физико-химические параметры ϑ, b, k соответственно равны 0,08; 60 и 0,3. Совместное использование этих параметров даёт возможность оценить объемное содержание в объекте электронно-проводящих включений на основе приближённого соотношения

$$\vartheta \approx \frac{1}{4\pi} \left(1 + 20 \frac{\kappa}{bk} \right) \theta.$$

Простейшие расчёты дают вполне удовлетворительное согласие с геологическими данными.

Необходимо ещё раз подчеркнуть, что аналогии между полем ВП и другими потенциальными полями существуют только для напряжённости поля (в частности, для её составляющей E_{xip}^a), но никак

не для интуитивных параметров, таких как η_k . Поэтому использовать известные ранее способы интерпретации потенциальных полей для поля ВП электронных проводников можно только применительно к напряжённости поля ВП, обусловленного поляризацией перехода электронно-проводящего объекта. Для этого необходимо использовать не только графики поля ВП и проводимости, но и кривые спада поля ВП, которые характеризуются определёнными закономерностями (рис. 71, з), отличающими поле ВП электронно-проводящих объектов от полей ВП электродов и ионно-проводящих пород. Вычисление составляющих напряжённости поля ВП возможно, в общем случае путем разделения полей ВП, а в простейших благоприятных условиях так, как это сделано в рассмотренном примере.

8.2. Основные принципы интерпретации аномалий ВП электронных проводников при однородном поляризующем поле

Составляющие напряжённости электрического поля поляризующегося объекта описываются выражениями (90) и (91):

$$E_{xp}^a = R_x^i E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^i E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} + \Phi(t_p) \left[R_x^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} \right] - \quad (90)$$

при пропускании тока через среду,

$$E_{xip}^a = F(t) \Phi(t_p) \left[R_x^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_v \frac{dv}{r} + R_z^{ip} E_{ex} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_v \frac{dv}{r} \right] - \quad (91)$$

после его выключения.

Их математический вид такой же [82], как и для электростационарного и магнитного полей, отличие лишь во временном коэффициенте. Следовательно, для количественной интерпретации составляющих напряжённости аномального поля ВП при однородной поляризации применимы известные способы интерпретации потенциальных полей.

В частном случае, когда объект не отличается по удельному сопротивлению от вмещающей среды и $E_{xip}^a \ll E_{ex}$, графики кажущейся

поляризуемости η_k и составляющей напряжённости E_{xip}^a по форме будут одинаковы и эквивалентны для интерпретации. Но в общем случае аналогия между полем ВП и другими потенциальными полями имеет место только для аномальной части E_{xip}^a суммарного поля ВП E_{xip} . Для её выделения необходимо исключить из него составляющую нормального поля E_{xip}^u . При условии однородности среды по сопротивлению можно воспользоваться простым очевидным, соотношением

$$E_{xip}^a = E_{xip} - E_{xip}^u = E_{xip} - (E_{xp} - E_{xip})\eta_u,$$

где η_u – среднее (фоновое) значение кажущейся поляризуемости в нормальном поле (относительная величина).

Для наглядного представления о математической аналогии поля ВП однородно поляризованного двухмерного объекта и магнитного поля такого же объекта сопоставим выражение (91), положив в нём временной множитель равным единице, с выражением для вертикальной составляющей магнитного поля [82]

$$E_{xip}^a = \left[P_{xe}^{ip} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_V \frac{dv}{r} + P_{ze}^{ip} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_V \frac{dv}{r} \right];$$

$$H_z^a = I_{ze} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \iiint_V \frac{dv}{r} + I_{xe} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \iiint_V \frac{dv}{r}.$$

Из сопоставления этих формул и учёте соотношения: $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \iiint_V \frac{dv}{r} = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} \iiint_V \frac{dv}{r}$ явно устанавливается математическое подобие между выражениями полей и соотношение определяемых при интерпретациях параметров, которыми всего лишь и отличаются эти поля.

Математическим аналогом I_{ze} – вертикальной составляющей эффективного вектора намагничения – при интерпретации является горизонтальная составляющая эффективного вектора вызванной поляризации P_{xe}^{ip} . Поскольку этот параметр определяется не только поляризационной восприимчивостью (электрохимической активностью), но и электропроводностью электронно-проводящих включений и их концентрацией, формулы (78), (81), (87), (92) – (97), – то для

полной физико-химической характеристики объекта необходимо использовать дополнительно графики поля сопротивлений и кривые спада ВП. Совместное использование параметров ϑ, b, k позволяет (как уже было замечено) определить объёмное содержание электронно-проводящих включений в теле, создающем аномалию ВП, на основе приближённого соотношения

$$\vartheta = \frac{1}{4\pi} \left(1 + 20 \frac{\kappa}{bk} \right) \theta,$$

следующего из формул (77), (78), (81).

Значение bk можно найти способами, описанными ниже и в [12].

Приведенный на рис. 71 пример по Николаевскому полиметаллическому месторождению Рудного Алтая иллюстрирует эффективность использования метода ВП для непосредственного выявления рудных тел, по графикам E_{xip}^a , возможность их интерпретации, и вместе с тем свидетельствует о значительном отличии их от графиков кажущейся поляризуемости η_k , при неоднородности среды по сопротивлению (порядок интерпретации показанных графиков будет рассмотрен позже).

8.3. Особенности интерпретации фазовых аномалий ВП

При условии однородности первичного электрического поля для рассмотрения обозначенной темы можно использовать результаты предыдущего параграфа.

Фазовый сдвиг φ_{ip}^a напряженности регистрируемого электрического поля относительно пропускаемого через среду тока определяется выражением, (полученным на основании формул (104)–(106))

$$\varphi_{ip}^a = -\arctg \frac{E_x / E_{xip}^a + G_1(bT)}{G_2(bT)} + \frac{\pi}{2}, \quad (198)$$

где $E_x = E_{xe} + E_{xi}^a + E_{xip}^a$;

$E_{xe}, E_{xi}^a, E_{xip}^a$ – соответственно составляющие напряжённости: первичного поля, поля электрической поляризации (проводимости) и поля вызванной поляризации;

G_1, G_2 – функции периода тока T и электрохимической активности электронного проводника, характеризуемой параметром b .

Выражение (198) определяет связь амплитудной и фазовой аномалий ВП. Из него следует соотношение

$$E_{xip}^a = - \frac{E_x}{\operatorname{tg}\left(\varphi_{ip}^a - \frac{\pi}{2}\right) G_2(bT) + G_1(bT)}, \quad (199)$$

из которого видно, что нет необходимости в создании специального аппарата для интерпретации фазовых аномалий ВП. Целесообразнее вычислить значения E_{xip}^a по φ_{ip}^a и воспользоваться известной методикой интерпретации кривых E_{xip}^a . Для этого необходимо знать функции G_1, G_2 , а также величину составляющей напряженности нормального поля ВП E_{xip}^u . Значения G_1, G_2 можно вычислить по формулам (200) или воспользоваться данными табл. 5, полученными по ним.

Значения функций G_1 и G_2

Таблица 5

bT	G ₂ (bT)10 ³					G ₁ (bT)10 ³					Примеч.
	k					k					
	1.0	0.75	0.50	0.25	0.125	1.0	0.75	0.50	0.25	0.125	
0.1	5	4	3	1	1	222	178	127	68	35	N=512 m=16
0.2	13	10	6	3	2	307	255	190	106	57	
0.5	37	27	19	8	4	394	347	275	165	91	
1.0	70	53	35	18	9	424	390	326	208	119	
2.0	115	91	63	32	16	412	400	355	243	144	
5.0	166	141	106	59	31	330	351	345	267	168	
10.0	172	158	129	79	42	240	281	306	263	177	
20	151	151	136	92	54	156	205	251	246	176	
50	104	118	122	96	61	77	121	178	212	167	
100	69	88	102	92	62	43	77	132	183	157	
200	43	61	81	84	61	23	48	96	157	146	
1000	11	22	41	60	53	5	15	44	106	120	

$$\begin{aligned}
 G_1(bT) &= \sin \frac{\pi}{4m} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\sin \left[(2n+1) \frac{\pi}{4m} \right]}{\left(1 + \frac{2n+1}{8m} bT \right)^k}; \\
 G_2(bT) &= \sin \frac{\pi}{4m} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{\cos \left[(2n+1) \frac{\pi}{4m} \right]}{\left(1 + \frac{2n+1}{8m} bT \right)^k}.
 \end{aligned}
 \tag{200}$$

Входящие в эти формулы параметры b и k необходимо предварительно определить по фазово-частотным характеристикам. Для приближённых расчётов можно принять значения этих параметров по другим аналогичным объектам. Это возможно благодаря монотонному изменению функций G_1, G_2 и узким пределам их изменения.

Величину E_x находят по измеренному значению E_{xp} : $E_x = E_{xp} - E_{xip}^u$. Если $E_{xp} \gg E_{xip}^u$, то, приближённо, $E_x = E_{xp}$.

Для определённых ограничивающих условий в некоторых допущениях, пересчёт можно упростить. Если $5^\circ \geq \varphi_{ip}^a \geq 0$, то выполняется условие: $-11,4 \geq \operatorname{tg} \left(\varphi_{ip}^a - \frac{\pi}{2} \right) \geq -\infty$. Величина b имеет порядок 10–50, а k меньше единицы табл. 4, следовательно (на основе данных табл. 5), величина $G_1(bT)$ не превышает 0,42. Приняв во внимание эти сведения и равенство $E_x = E_{xp}$, из формулы (199) получим приближённое соотношение

$$E_{xip}^a G_2(bT) = - \frac{E_{xp}}{\operatorname{tg} \left(\varphi_{ip}^a - \frac{\pi}{2} \right)}. \tag{201}$$

Вносимые при использовании формулы (201) вместо формулы (199) погрешности необходимо оценивать для конкретных условий.

Применение формулы (201) даёт возможность вычислить амплитудную аномалию E_{xip}^a при отсутствии сведений о параметрах b и k с точностью до постоянного множителя G_2 (по этим данным можно лишь судить о геометрических параметрах объекта, а определение физического – исключено).

Из формулы (201) следует приближённое равенство

$$\frac{E_{xip}^a}{E_{xp}} G_2(bT) = -tg \varphi_{ip}^a. \quad (202)$$

Для малых углов φ_{ip}^a это равенство ещё более упрощается:

$$G_2(bT) \eta_k^a = -\varphi_{ip}^a. \quad (203)$$

Последнее соотношение хорошо подтверждается практикой работ [68] (рис. 21).

Не следует забывать, что на практике, как правило, измеряются не фазовые углы φ_{ip}^a , а некоторые параметры, связанные с ними и равные им только при их независимости от частоты [119]. Это условие может быть приближённо выполнено в довольно узком диапазоне оптимальных частот: в области минимума фазово-частотной характеристики ВП.

Количественная интерпретация фазовой аномалии ВП от электронно-проводящего объекта может быть проведена на основе формулы (199) при наличии фазово-частотной характеристики объекта, по которой должны быть определены электрохимические параметры, а также при выборе оптимального диапазона частот.

8.4. Анализ кривых спада ВП

Цель анализа – выделение на профиле (участке) различных по поляризационным свойствам геоэлектрических зон на основе сравнительной характеристики кривых спада ВП. Для его проведения результативный материал должен быть представлен в наиболее наглядной форме. При этом целесообразно придерживаться следующей примерной схемы обработки и систематизации данных измерений.

1. Трансформация кривых спада ВП – построение в удобном для анализа формате.

2. Построение "профилей кривых спада ВП".

3. Построение планов (карт) изолиний характеристических параметров ВП для различных моментов времени.

4. Построение графиков по профилям и изолиний по площади величин скоростей спада ВП, для различных интервалов времени.

5. Выделение участков с различными типами кривых, если они есть.

6. Выделение геоэлектрических зон, отличающихся по временным характеристикам ВП.

Конечно, приведенная схема может изменяться в зависимости от сложности геоэлектрического разреза. Во многих случаях можно ограничиться анализом трансформированных кривых.

В результате качественного (умозрительного) анализа материалов необходимо подразделить кривые спада на нормальные и аномальные. При этом возможны случаи, когда на участке будет два или более типа нормальных кривых, а также уровней нормального поля. При выделении нормального поля следует сопоставлять практические кривые с теоретическими (рис. 27).

Трансформация кривых спада ВП

Непосредственный анализ зарегистрированных кривых спада ВП труден по ряду причин, прежде всего, из-за различия амплитуд. Для устранения этой причины принципиально можно использовать логарифмический масштаб, но практически это нежелательно вследствие больших погрешностей. Более пригоден для сопоставления полулогарифмический масштаб: логарифмический – для времени, арифметический, для относительных амплитуд. Его недостатком является зависимость наклона кривых от точности определения начальной амплитуды. Влияние ошибок определения начальной амплитуды и нулевого уровня измеряемой разности потенциалов ВП на кривизну графика можно исключить путём его дифференцирования, но при этом возникают дополнительные погрешности обработки данных – при обеспечении достаточной точности представление данных в виде графиков значений производной относительных значений разности потенциалов по логарифму времени (рис. 71) представляется наиболее наглядным и удобным для приближённых расчётов и построений.

Построение "профилей кривых спада ВП"

Кривые спадов ВП лучше всего для наглядности наносить на один лист с графиками сопротивления, поляризуемости и (или) других параметров (рис. 72–75) таким образом, чтобы абсцисса начальной точки каждой кривой совпадала с положением (пикетом) точки, к которой относится запись.

Выделение геоэлектрических зон, отличающихся по временным характеристикам и подразделение их на нормальные и аномальные – главная задача качественной интерпретации. При чётко выраженных

особенностях спада ВП на этом этапе может быть дано геологическое истолкование аномалий поляризуемости.

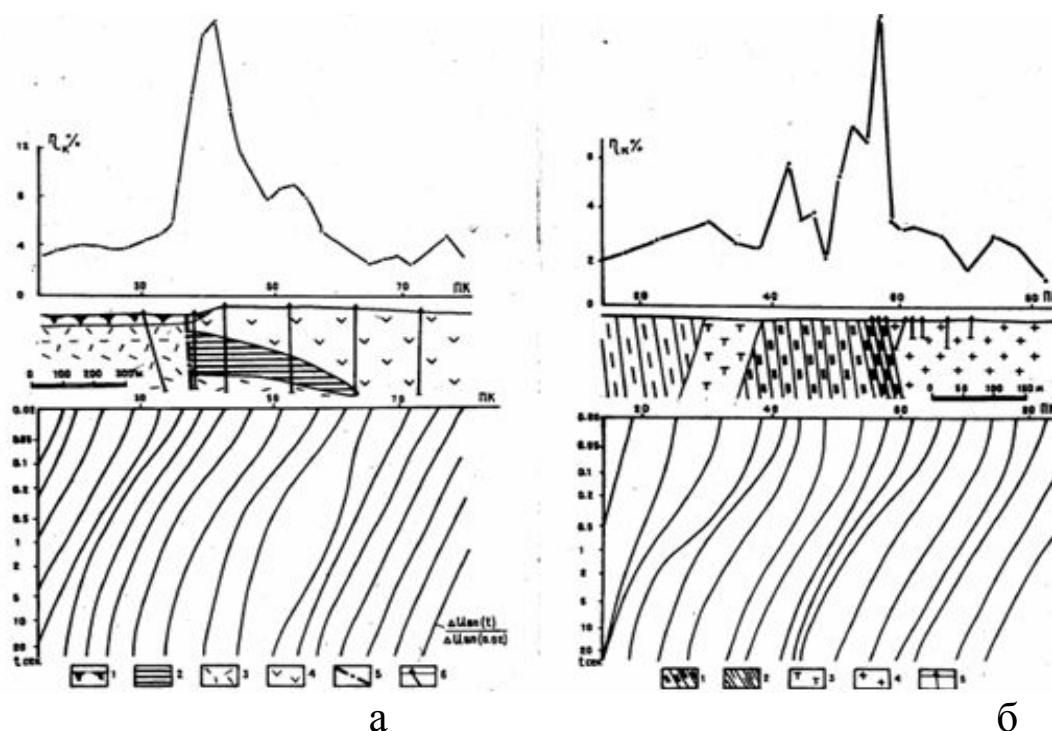


Рис. 72. Аномалии ВП:

а – на полиметаллическом месторождении (Камышинское – Рудный Алтай);
б – на участке графитового месторождения (Восточное – Западный Казахстан);
 1а – наносы; 2а – полиметаллические руды; 3а – кислые эффузивы;
 4а – основные эффузивы; 5а – разрывное нарушение; б – скважины;
 1б – графитизированные сланцы с линзами графита; 2б – кремнистые
 сланцы; 3б – серпентиниты; 4б – граниты; 5б – скважины

Аномалия ВП (рис. 72, а) не представляет трудности для интерпретации: здесь отчетливо выделяются (на "профиле кривых спада ВП") типичные для электронно-проводящих тел кривые в пределах аномальной области поляризуемости, по которым легко определяются параметры (см. рис. 70, б) и устанавливается "рудная" природа аномалии. Особо выделяется кривая, соответствующая ПК 64. Совершенно очевидно, что её особая форма обусловлена отрицательным экстремумом поля ВП, создаваемого рудным телом (мы вернёмся к этой кривой при рассмотрении других подобных примеров). В области нормального поля поляризуемости наблюдаются типичные (близкие к прямолинейным в полулогарифмическом масштабе) кривые спада поля ВП токовых электродов, теоретическая форма которых показана на рис. 27.

Более сложная форма кривых наблюдается на рис. 72, б. Это объясняется наложением полей ВП четырёх источников: графитизированными сланцами с линзами графита, сульфидной минерализацией, серпентинитами (за счёт их диффузионной поляризации, подобно примеру, показанному на рис. 42, в) и токовыми электродами. В этом случае напрашивается вывод о необходимости разделения полей ВП и проведения дополнительных измерений для обеспечения однозначности выводов.

Объекты аномалий ВП (рис. 73) совершенно аналогичны рассмотренным на предыдущем рисунке, и поэтому к ним применимы уже изложенные соображения. Ещё раз необходимо акцентировать внимание на более сложной форме кривых спада ВП на месторождении графита, что соответствует и более сложной геоэлектрической обстановке этого объекта.

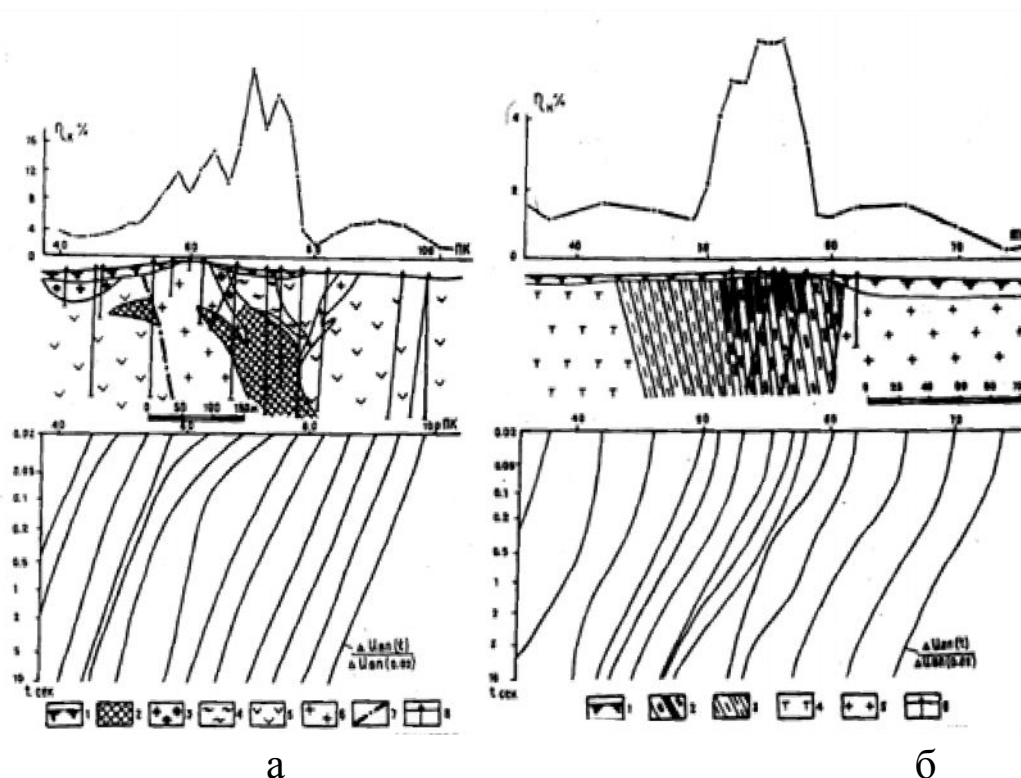


Рис. 73. Аномалии ВП на месторождениях:

- а* – полиметаллическом (Николаевское – на Рудном Алтае); *б* – графитовом (Восточное) 1а – наносы; 2а – массивные полиметаллические руды; 3а – железная шляпа; 4а – породы зоны выветривания; 5а – основные эффузивы; 6а – кварцевые альбитофиры; 7а – тектоническое нарушение; 8а – буровые скважины; 1б – наносы; 2б – графитизированные сланцы с линзами графита; 3б – кремнистые сланцы; 4б – серпентиниты; 5б – граниты; 6б – буровые скважины

Наиболее сложная форма кривых наблюдается в областях контакта различных геологических образований, обусловленная наложением их полей ВП.

На рис. 74 показаны кривые спада ВП, наблюдаемые на участках **золоторудных месторождений Восточного Казахстана** в области развития сульфидной минерализации (установленной по скважинам) (рис. 74, а) – и на участке пустых пород – рис. 74, б (пикеты соответствуют абсциссам кривых при $t=0,5$ с). Здесь наблюдается высокий уровень кажущейся поляризуемости η_k , характерный для участков, сложенных сильно метаморфизованными породами. Форма наблюдаемых графиков η_k наводит на мысль о наличии контакта двух комплексов пород. Но более углублённое изучение причин, обуславливающих их наблюдаемую форму, устанавливает связь уровня поля ВП с поляризацией токовых электродов, что аргументируется измерениями, результаты которых показаны на рис. 30.

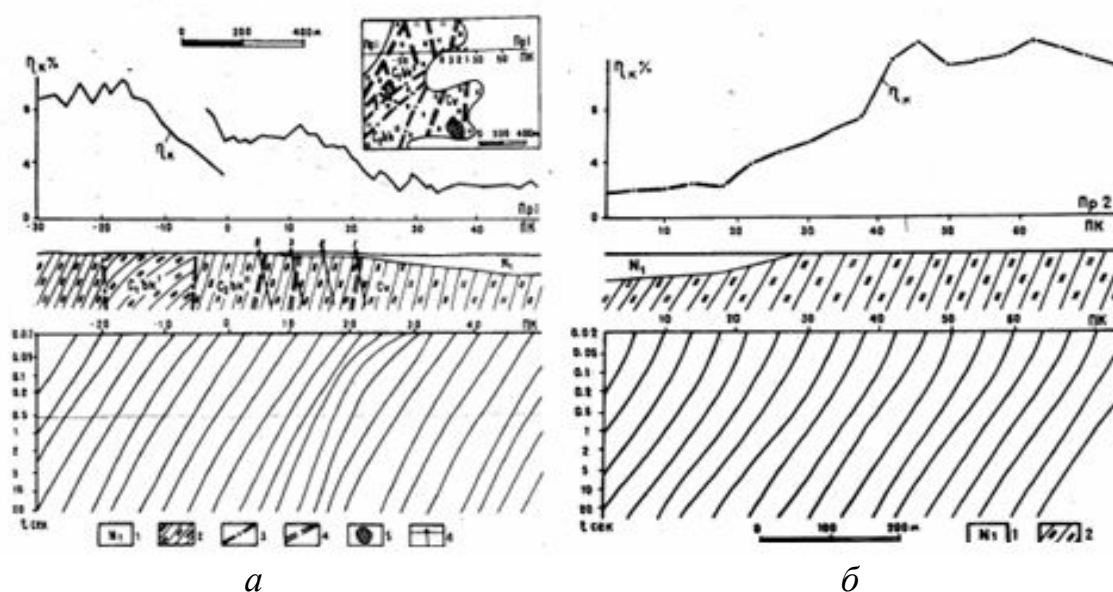


Рис. 74. Эффекты ВП на золоторудном – а (Миялы) – и безрудном – б (Сарбас) – участках Восточного Казахстана:

1 – наносы; 2 – углисто-кремнистые сланцы; 3 – разрывные нарушения; 4 – зоны дробления; 5 – выход сульфидной рудной зоны; 6 – скважины

В примере, показанном на рис. 75, медно-колчеданного месторождения Аралча, в Мугоджарах в пределах одного участка наблюдаются интенсивные аномалии поляризуемости η_k , одна из которых создана рудными телами, а другая – связана с углисто-глинистыми сланцами. Рассматриваемая картина кривых спада ВП по профилю

здесь более сложная, чем в предыдущих примерах, но всё же при внимательном её изучении можно заключить на основании определения параметров спада ВП, что первая, более локальная аномалия, характеризуемая параметрами: $b = 15; k = 0.3$, обусловлена рудным объектом, а вторая – явно не рудного типа.

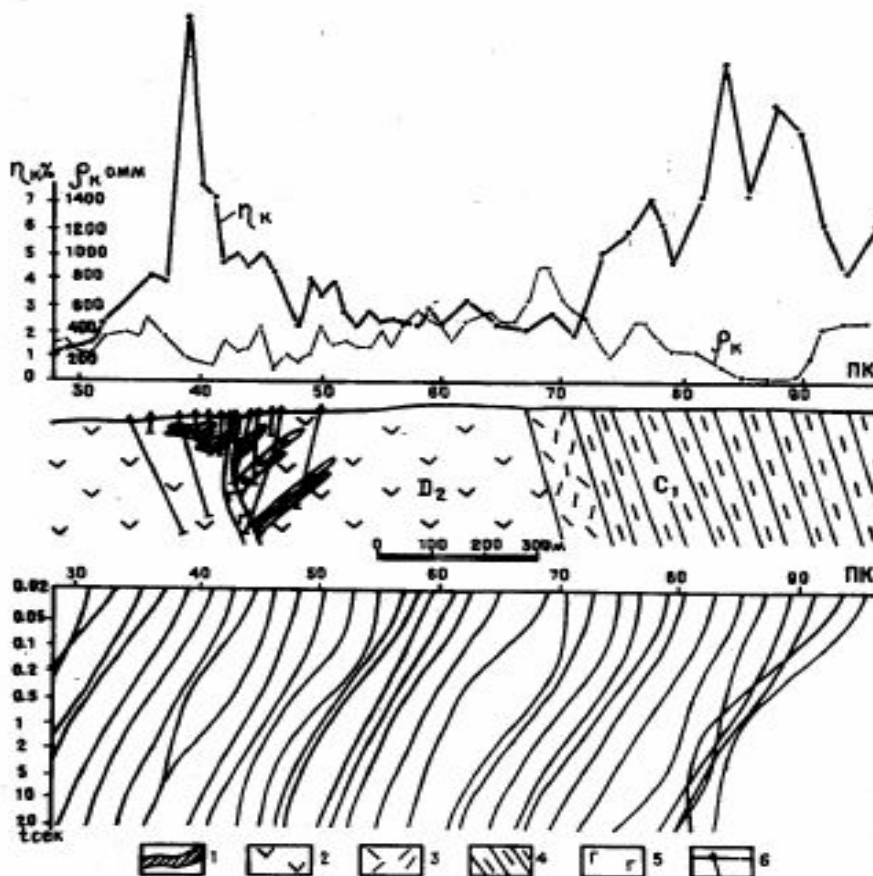


Рис. 75. Аномалии ВП на медно-колчеданном месторождении Аралча (Западный Казахстан – Мугоджары):

1 – медно-колчеданные руды; 2 – основные эффузивы; 3 – кислые эффузивы; 4 – углисто-глинистые сланцы; 5 – габбро; 6 – буровые скважины

Привлекают внимание кривые спада ВП на ПК 44 и 46: их соотношение такое же, как и кривых, показанных на рис. 72, соответствующих положению отрицательного экстремума аномального поля ВП объекта. Напрашивается мысль о наложении двух эффектов ВП, связанных: одним с рудным телом, а вторым – с окружающей средой. Подобное соотношение кривых наблюдается на ПК 68 и 71, соответствующее контакту двух комплексов пород. На ПК 94 и 96 наблюдаются кривые спада поля ВП, соответствующих суммарному эффекту двух процессов: поляризации токовых электродов и диффузионной

поляризации пород, аналогичные кривым, показанным на рис. 38–40. Суммирование поляризационных эффектов отчётливо выражено на пк 84 и 86, при этом форма кривых более позднего из них типична для обводнённых зон дробления и трещиноватости.

Для более полной характеристики этого участка необходимы дополнительные измерения, в т. ч., при различных длительностях токовых импульсов и различном направлении поляризующего поля.

8.5. Количественная характеристика переходного процесса ВП

Более объективную оценку, чем при качественном анализе, можно дать закономерностям переходного процесса путём количественной характеристики, например величиной параметров b и k . Поскольку аномалия ВП может быть обусловлена различными процессами, то приступать к количественной оценке кривых спада (роста) ВП можно только после проведения качественного анализа и выделения аномальных кривых. При определении характеристических параметров b и k поляризации перехода электронного проводника всегда необходимо помнить, что кривая спада ВП является суммарной. Поэтому из суммарной кривой необходимо, прежде всего, исключить вычитанием кривую нормального спада, приведя их к соответствующим (величине поляризующего поля) вертикальным масштабам.

8.5.1. Способы определения характеристических параметров по аномальным кривым спада ВП

Параметры b и k можно определить различными способами, из которых можно выделить два, наиболее приемлемых для практики.

1. **Способ сравнения с теоретическими кривыми** (сейчас он может быть реализован в компьютерном варианте)

Представим выражение (87) в виде

$$F(t) = \frac{U_{ip}^a(t)}{U_{ip}^a(0)} = \frac{1}{(1+bt)^k} = \frac{1}{[1+10^{(\lg b + \lg t)}]^k}. \quad (87^*)$$

Из него следует, что, если представить кривую в системе координат $\frac{U_{ip}^a(t)}{U_{ip}^a(0)}$, $\lg t$, то, при постоянном значении k , форма кривых спада не будет зависеть от величины b , только кривые будут смещены на величину $\lg b$, можно составить набор теоретических кривых с различными значениями k и определять с их помощью путем сравнения значения параметров b и k . Теоретические кривые спада ВП при доминировании поляризации перехода приведены на рис. 9.

Принципиально большая точность определения параметров может быть достигнута при использовании зависимости от времени величины $\frac{\partial U_{ip}^a(t)/U_{ip}^a(0)}{\partial \lg t}$, если обеспечить необходимую точность дифференцирования.

2. Графический способ

Из выражения (87*) следует, что для достаточно больших значений bt , когда $bt \gg 1$, $\lg F = -k \lg bt$, величину k можно определить как тангенс угла наклона прямолинейного участка кривой спада ВП, построенной в двойном логарифмическом масштабе.

Продифференцировав дважды это выражение по $\lg t$ и приравняв вторую производную нулю, получим для точки перегиба кривой спада ВП, построенной в полулогарифмическом масштабе, соотношение $T_i = \frac{1}{bk}$, где T_i – координата времени точки перегиба. Найдя её можно вычислить величину параметра b .

8.5.2. Погрешности определения параметров спада ВП

Будем исходить из способа определения формы и характеристических параметров кривых спада ВП: сравнения практических кривых с теоретическими при определении параметров или с типичными практическими кривыми при качественном анализе.

Наиболее употребительной мерой приближения двух функций $f_i(t)$ и $\tilde{f}(t)$ является [18, 39, 96] величина $M_i = \int_{t_1}^{t_2} [f_i(t) - \tilde{f}(t)]^2 dt$ или $\sigma_i = \sqrt{M_i(t_2 - t_1)}$, называемая в этом случае средней квадратичной по-

грешностью. При оценке погрешности в определении формы кривой величина $\bar{f}(t)$ есть среднее значение функций $f_i(t) = \frac{U_i(t)}{U_i(t_0)}$, описывающих спад ВП при проведении нескольких измерений в одной точке. Средняя величина погрешности будет равна $\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i}{n}$.

Величина M_i зависит как от случайных, так и от систематических (для данной кривой) ошибок. Основными факторами, определяющими точность определения формы кривой спада вызванной поляризации являются ошибки определения нулевого уровня регистрируемой разности потенциалов, нелинейность измерительной системы, погрешности обработки записей ΔU_{ip} .

Практика показывает, что величина σ_i не превышает $0,05 f_i(t_0)$, а средняя кривая может быть определена с погрешностью $\sigma \leq \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$. Также установлено, что случайные ошибки в меньшей степени искажают форму кривой, чем систематические. Из этого следует необходимость систематического контроля аппаратуры, неполяризующихся электродов и пределов временных изменений естественного поля.

Спад ВП в пределах одной аномалии, или однородной толщи пород, практически однотипен, поэтому среднюю кривую (при отсутствии многократных наблюдений в одной точке) можно получить по однократным регистрациям спада ВП в нескольких точках одной геоэлектрической зоны. Так как число точек измерений в аномальной зоне при поисковых работах – не менее трёх, а при детальном, как минимум, в два раза больше, то величина σ при поисковых работах не будет превышать $0,03 \bar{f}(t_0)$, а при детальном, $0,02 \bar{f}(t_0)$. Таким образом, при детальном исследовании различие двух кривых между собой можно считать с доверительной вероятностью 0.98, существующей при среднеквадратическом отклонении σ , большем $0,05 \bar{f}(t_0)$. При многократных регистрациях спада ВП можно обеспечить большее разрешение, что может быть целесообразным, например, при выделении зон сульфидной минерализации при значительных колебаниях нормального поля ВП, наблюдаемых, в частности, на участках развития метаморфических пород с резко изменяющейся мощностью наносов.

Оценим ошибки определения характеристических параметров спада ВП, определяемых на основе практических кривых с теоретическими, определяемыми уравнением (87*). Для этого найдём дифференциал функции

$F(t)$ [123], пренебрегая ошибками определения времени t , и перейдем к конечным приращениям: $\delta F(t)$, δb , δk , равным максимальным абсолютным погрешностям. В результате будем иметь

$$\delta F(t) = -kt(1+bt)^{-(1+k)}\delta b + [\ln(1+bt)](1+bt)^{-k}\delta k. \quad (204)$$

Деля левую и правую части равенства (204) на величину $F(t)$ получим

$$\frac{\delta F(t)}{F(t)} = \frac{kt}{1+bt}\delta b + [\ln(1+bt)]\delta k. \quad (205)$$

При определённом значении $t = T_i$ (в точке перегиба кривой, построенной в полулогарифмическом масштабе) справедливо соотношение

$$T_i = \frac{1}{bk}. \quad \text{Учитывая его, из последних уравнений найдем}$$

$$|\delta b| = \frac{b}{\frac{k^2}{1+k} + k \ln\left(1 + \frac{1}{k}\right)} \cdot \frac{\delta F(T_i)}{F(T_i)}, \quad (206)$$

$$|\delta k| = \frac{1}{\frac{1}{1+k} + \ln\left(1 + \frac{1}{k}\right)} \cdot \frac{\delta F(T_i)}{F(T_i)}. \quad (207)$$

Так как практически регистрируемая кривая спада ВП $F(t)$ представляет собой сумму аномального $F^a(t)$ и нормального $F^u(t)$ слагаемых, то её форма определяется не только параметрами b и k , но и от соотношения величин $F^a(t)$ и $F^u(t)$. Очевидно, во всех случаях определения параметров спада необходимо из суммарной кривой исключать нормальное слагаемое. При этом неизбежны дополнительные ошибки, тем большие, чем меньше отношение $F^a(t)/F^u(t)$. Введя обозначение $\theta(t) = F(t)/F^u(t)$ получим в соответствии с известным [123] способом вычисления ошибок функции

$$\delta F^a(t) = \left[1 + \frac{1}{\theta(t)}\right] \delta F(t) + \frac{1}{[\theta(t)]^2} \delta \theta(t). \quad (208)$$

Примем по аналогии с электропрофилированием [7] за минимальный предел аномалии ВП, которая может быть уверенно обнаружена, значение:

$$\frac{F^a(t)}{\Delta F^u(t)} = \frac{F(t) - F^u(t)}{F_{\max}^u(t) - F_{\min}^u(t)} = \frac{\theta_{\min}(t) - 1}{\Delta F^u(t) / F^u(t)} \geq 3, -$$

$$\text{тогда } \theta_{\min}(t) \geq 1 + 3 \frac{\Delta F^u(t)}{F^u(t)} \text{ и } \delta\theta(t) \leq \frac{1}{2} \left[\frac{F(t)}{F_{\min}^u(t)} - \frac{F(t)}{F_{\max}^u(t)} \right].$$

Для наиболее неблагоприятных условий

$$\delta F(t) = 2.5\sigma = 0.05F(t_0); F^a(t) = 0.05F(t); \theta_{\min}(t) = 2; \delta\theta(t) = \frac{1}{2} -$$

получим величину максимальной ошибки определения функции $F^a(t)$

$$\delta F^a(t) \leq 0.2F^a(t).$$

При такой погрешности определения амплитуд аномальной кривой получим для средних значений параметров b и k приближённые значения максимальных относительных ошибок: $\left| \frac{\delta b}{b} \right| \leq 50\%; \left| \frac{\delta k}{k} \right| \leq 30\%.$

Из рассмотрения вопроса следует, что погрешности определения параметров b и k пропорциональны ошибкам формы кривой спада ВП (что, впрочем, ясно и из умозрительного анализа), при этом относительные ошибки тем меньше, чем больше величина параметров, а точность определения формы кривой (следовательно, и определяемых параметров) повышается с увеличением интервала регистрации спада ВП, при определении параметров b и k для интерпретации аномалий необходима регистрация спадающей во времени разности потенциалов в достаточно широком интервале времени: от первых десятков миллисекунд до первых десятков секунд – после выключения поляризующего тока.

8.5.3. Переход от параметров спада ВП к электрохимической характеристике электронного проводника – плотности тока обмена

Поскольку величина плотности тока обмена является фактически стандартной в электрохимии мерой электрохимической активности металлов и приобретает то же значение у геофизиков и геологов, то, очевидно, имеет смысл увязать с ней и специфические параметры вызванной поляризации в целях геологической интерпретации.

Непосредственное изучение обмена катионами между поверхностью электронного проводника и прилегающим к нему раствором возможно только методом меченых атомов. Но величина плотности тока обмена может быть определена на основании экспериментального изучения зависимости плотности тока, протекающего через электронный проводки, находящийся в контакте с жидкостью, от потенциала электронного проводника.

Плотность тока, протекающего через электронный проводник, определяется [120] выражением (3)

$$j = j_0 \left[e^{\frac{azF}{RT} \Delta \varphi} - e^{-\frac{(1-a)zF}{RT} \Delta \varphi} \right], \quad (3)$$

которое, при условии $a = 0,5$, можно записать в более простом виде

$$j = 2j_0 sh \frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_q. \quad (3^*)$$

Для фиксированных значений $\Delta \varphi_{q,1}$ и $\Delta \varphi_{q,2}$ плотности токов будут соответственно равны

$$j_1 = 2j_0 sh \frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_{q,1} \quad \text{и} \quad j_2 = 2j_0 sh \frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_{q,2}.$$

Составив разность между последними двумя равенствами, найдем выражение для j_0

$$j_0 = \frac{\Delta j}{2 \left(sh \frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_{q,2} - sh \frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_{q,1} \right)}. \quad (209)$$

При значениях $\frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_{q,1} < 1$ и $\frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_{q,2} < 1$ справедливо соотношение $sh \frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_q \approx \frac{zF}{2RT} \Delta \varphi_q$. Учитывая его, получим выражение для j_0

$$j_0 = \frac{\Delta j}{\frac{zF}{RT} (\Delta \varphi_{q,2} - \Delta \varphi_{q,1})}. \quad (209^*)$$

Изменение разности потенциалов между основаниями изучаемого образца электронно-проводящего минерала параллелепидальной формы, через который протекает ток, составляет величину

$2(\Delta\varphi_{q,2} - \Delta\varphi_{q,1})$ и при малых значениях $\Delta\varphi_{q,1}$ и $\Delta\varphi_{q,2}$ приблизительно равно приращению потенциала ΔU между точками раствора, контактирующего с этими основаниями. Поэтому

$$j_0 = \frac{2RT}{zF} \cdot \frac{\Delta j}{\Delta U}. \quad (210)$$

Полагая $z = 2$ (наиболее частый случай) – и заменяя величину $\frac{RT}{F}$ её числовым значением [120], равным 25 мВ, получим простую формулу для j_0

$$j_0 = 25 \cdot 10^{-3} \frac{\Delta j}{\Delta U}. \quad (210^*)$$

Она может быть применена для вычислений величин плотностей токов обмена по прямолинейным участкам зависимостей тока от приложенного к основаниям образца напряжения (рис. 14).

Основанием для установления соотношения между плотностью тока обмена и параметрами спада ВП являются выражения (51) и (62*):

$$\kappa_{\delta,0} \approx 2 |j_0|. \quad (51)$$

$$b \approx 500(\kappa_{\delta} - 0,06\kappa) \sum_{i=1}^n z_i^2 c_{0i}. \quad (62^*)$$

Практически переход между этими параметрами может быть осуществлен для конкретных геоэлектрических условий на основе их экспериментальной зависимости.

8.6. Учёт влияния факторов, осложняющих определение параметров электронно-проводящих объектов по данным регистрации поля ВП

Рассмотренные в предыдущих параграфах принципы определения геометрических параметров объекта и его физико-химических характеристик предусматривают в явном и неявном видах идеализированные условия: однородность среды по поляризуемости, её изотропность и другие допущения. В реальной геологической обстановке эти условия выполняются лишь в частных случаях, а в остальных наблюдается влияние таких факторов, как: наложение поля соседнего

электронно-проводящего объекта (рис. 76), отклонение поляризующего поля от горизонтального направления близко расположенным электрическим изолятором (рис. 77) и др.

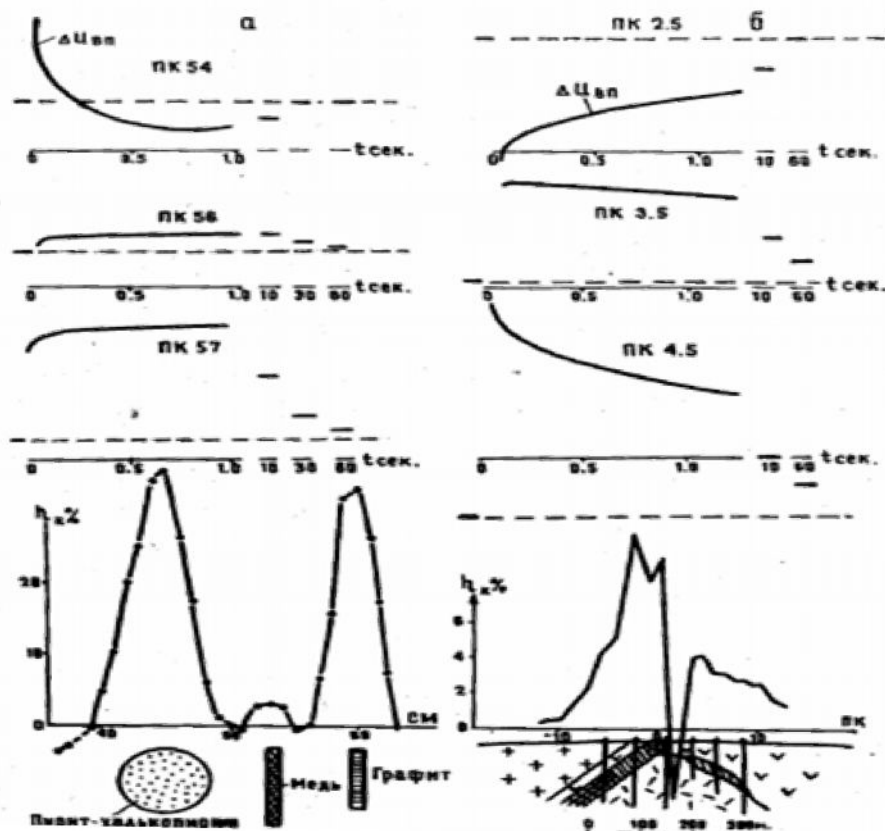


Рис. 76. Наложение аномальных эффектов ВП:
а – лабораторный пример, б – полевой пример (медно-колчеданное м-ние 50 лет Октября – Зап. Казахстан, Мугоджары)

При таких искажениях аномальных кривых, какие показаны на этих рисунках, приходится искать альтернативные способы оценки принципиальных вопросов интерпретации аномалий: 1 – связана ли она с рудой, водой или обусловлена другими причинами? 2 – Каково направление падения объекта? Для ответа на эти вопросы необходимо проведение дополнительных измерений, дающих возможность получения закономерных зависимостей полей ВП, различных для разных объектов, от таких методических факторов, как длительность поляризации, направление и структура поляризующего поля и др.

При проведении измерений с различной длительностью пропуска поляризующего тока лучший вариант – регистрация становления поля ВП. Она позволит построить аномальные графики (подобные показанным на рис. 77), соответствующие различной длительно-

сти поляризации среды. По смещению экстремумов в плане можно определить направление падения тела. Если аномалия не связана с электронно-проводящим объектом, смещения экстремумов не будет. (Такое теоретически закономерное смещение аномалии часто неверно объясняется ошибками измерений).

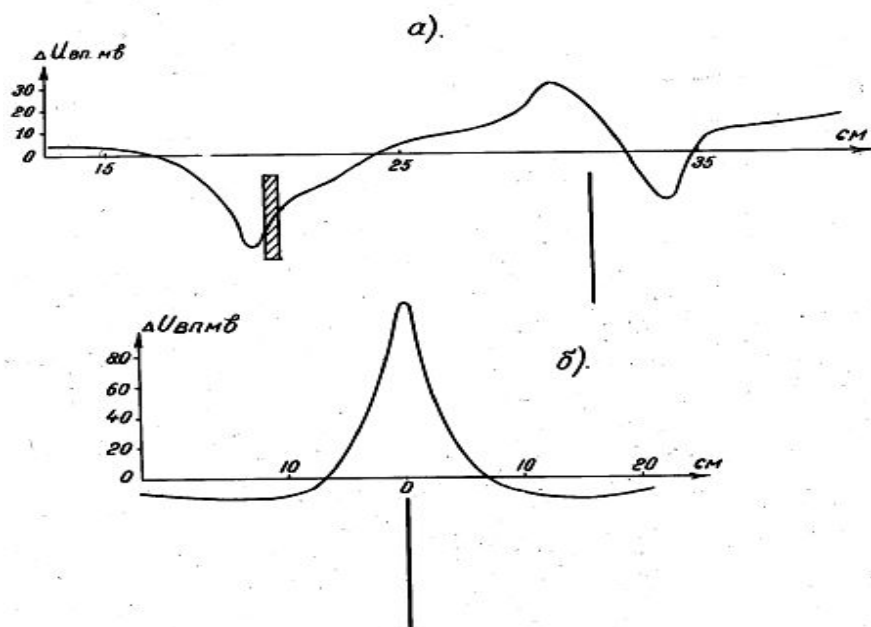


Рис. 77. Аномалии ВП от медной пластинки:
а – при наличии изолятора (винипласт); б – без него

Многие вопросы интерпретации, как и методические, могут быть решены путём физического моделирования. При этом необходимо соблюдение двух основных принципов. Во-первых, плотность тока при моделировании должна соответствовать условиям течения тех же процессов, что и в полевых условиях (плотности тока при моделировании аномальных эффектов от рудных тел не должны превышать десяти мкА/см^2). Во-вторых, необходимо соблюдение геометрического подобия [16]. Опыт использования керна скважин для моделирования показывает хорошее согласие его результатов с полевыми наблюдениями по форме кривых и вычисляемых параметров.

Часть четвёртая

РЕШЕНИЕ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ МЕТОДОМ ВП

9. ПОИСКИ РУДНЫХ ТЕЛ

Решение любой задачи требует обязательной постановки необходимых и достаточных условий. Это положение должно соблюдаться и для поисков рудных тел. Поскольку в практике работ методом ВП отмечены случаи отсутствия аномалий над известными рудными телами, то в Руководстве по методу ВП [78] прямо записано, что "Метод ВП не является методом прямых поисков рудных месторождений", а в [68] указано: ... "задачей метода ВП является выделение и оконтуривание широких зон рудной минерализации и картирование графитизированных и других поляризующихся пород". Опыт работы автора (на 56 объектах Казахстана) позволяет ему изложить своё мнение о причинах неудачного применения метода при поисках рудных тел и обозначить ещё раз отдельно те условия, выполнение которых необходимо для эффективности поисков, а также привести некоторые, на взгляд автора, убедительные примеры по разным регионам Казахстана.

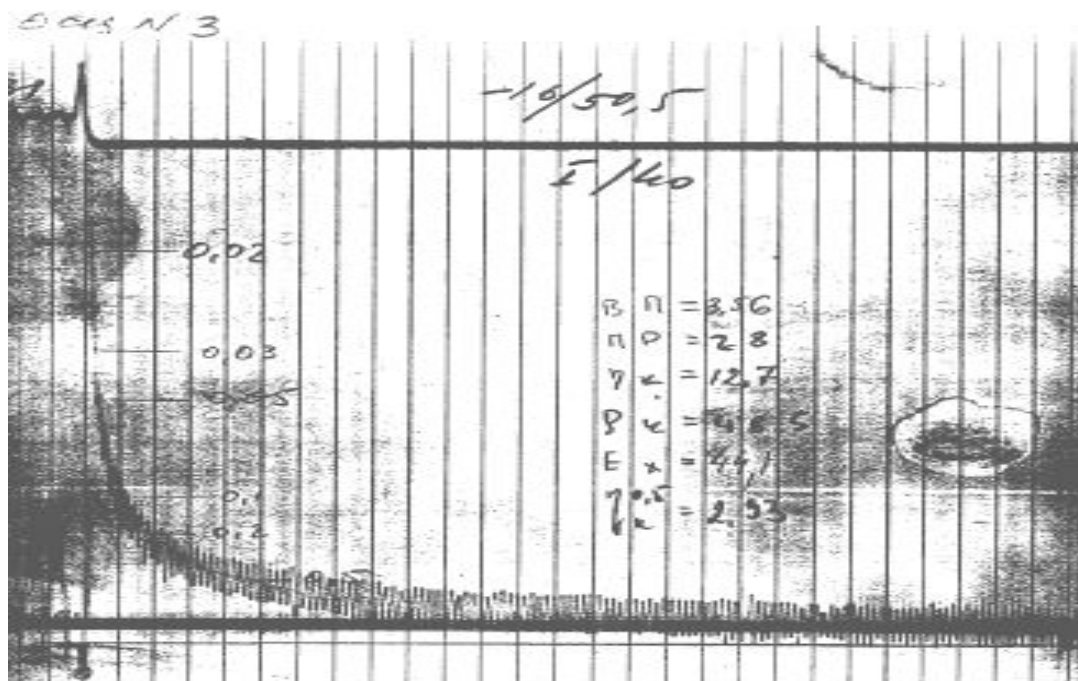
9.1. Необходимые методические условия

Здесь обозначены лишь специфичные для метода ВП условия. Основные из них следующие.

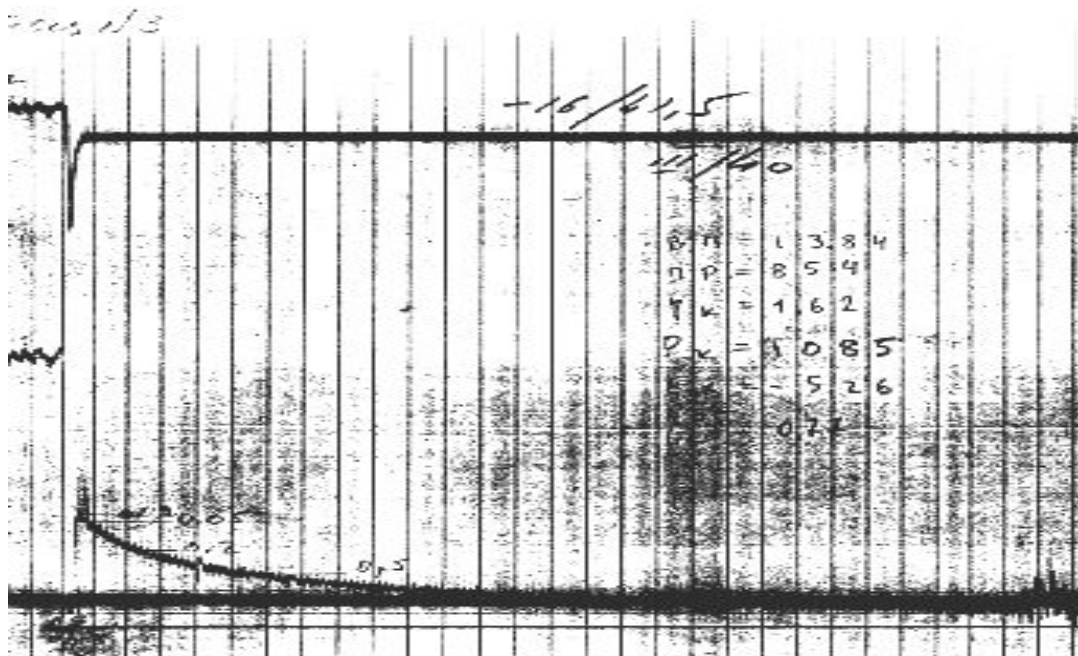
1. Регистрация спадающей разности потенциалов ВП в пределах $0,02-1 \div 10$ с. При этом определяющим фактором является начальный момент регистрации, что иллюстрируется примерами осциллографических записей спадающих во времени разностей потенциалов в аномальном и нормальном полях ВП на месторождении «Жалгызгаш», (рис. 57 и 78).

На осциллограммах (рис. 78) марки времени следуют через 0,1 с, момент времени выключения тока регистрировался гальванометром (верхняя запись), подключённым к двум вспомогательным электродам (из соображений безопасности контрольные измерения процесса выключения тока непосредственно на эталонном сопротивле-

нии генераторной установки выполнялись только периодически). Сравнение записей спада ВП в аномальном и нормальном полях наглядно показывает роль начального момента регистрации для выявления аномалии.



а



б

Рис. 78. Осциллограммы спада разностей потенциалов ВП:
а – в аномальном поле; б – в нормальном поле, на участке
свинцово-цинкового месторождения Жалгызгаши по проф. 16

Необходимость соблюдения этого условия подтверждается также измерениями эффектов ВП, выполненными автором на рудных месторождениях, при использовании токов (прямоугольной формы) инфранизкой частоты [13] (рис 79).

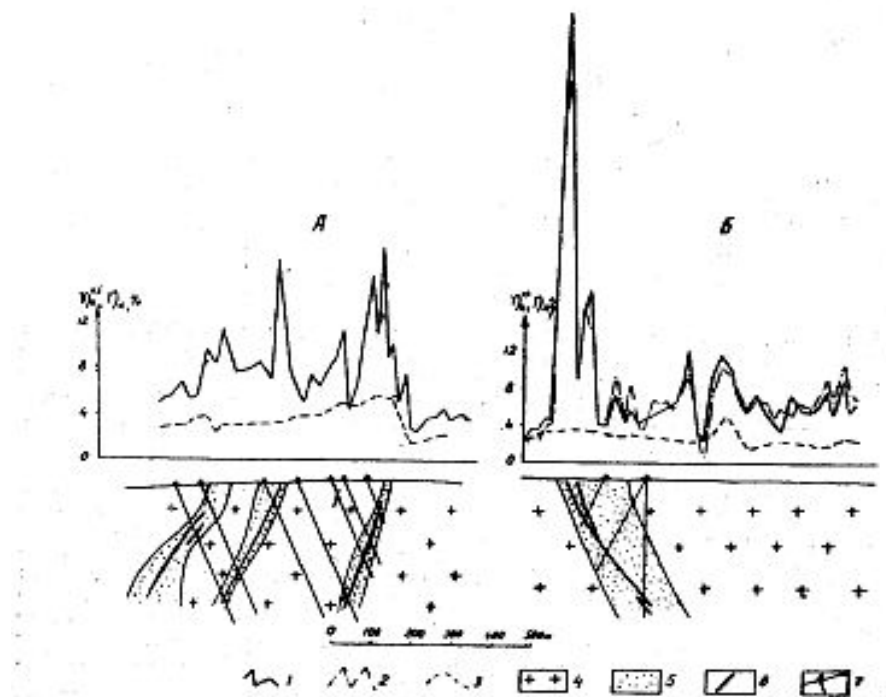


Рис. 79. Амплитудные аномалии ВП при переменном токе инфранизкой частоты на месторождениях меди:

А – Жайсан; Б – Чатыркуль (Южный Казахстан); 1 и 2 – графики поляризуемости по основным и контрольным измерениям; 3 – график поляризуемости по измерениям на постоянном токе при регистрации ВП через 0,5 с после выключения поляризующего тока; 4 – гранодиориты; 5 – зоны вкрапленности сульфидов; 6 – рудные тела; 7 – скважины

2. Выбор оптимального разноса токовых электродов и направления их расстановки. Последнее положение (рассмотренное в п. 7.3.) о важности правильного выбора направления поляризующего поля для получения максимальной амплитуды аномального эффекта от рудного тела наглядно иллюстрируется полевым примером, приведенным ранее на рис. 57, а также результатами моделирования, показанными на рис. 80.

Из рассмотрения указанных примеров следует, что при необходимости, даже в ущерб экономическим соображениям, можно добиться заметного повышения геологической эффективности регулирования этого фактора.

3. Выбор оптимального разноса приёмных электродов. Пренебрежение этим важным методическим условием поисковых работ – одна из причин неудачного применения метода ВП при поисках рудных тел. Из рис. 53 видно, что расстояние между потенциальными электродами (а также и шаг наблюдений), равное мощности тела, для рассмотренного случая недопустимо велико. Необходимо тщательное обоснование этого условия.

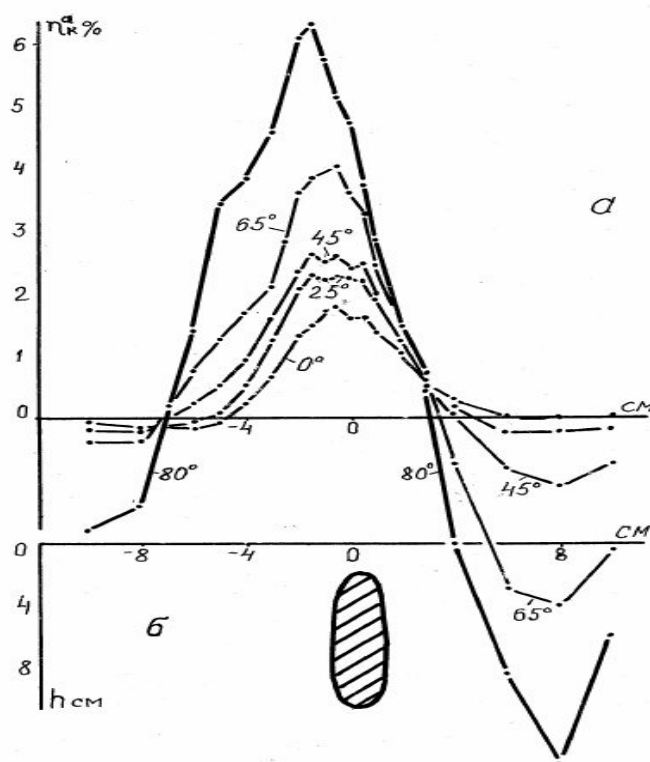


Рис. 80. Аномалии ВП (а) в зависимости от направления поляризующего поля (цифры на кривых – углы между линиями разносов токовых электродов и линией профиля, проходящей в плоскости сечения (б) объекта – медного эллиптического цилиндра); длительность поляризации – 5 с, регистрация ВП – через 0,02 с

4. Способ обработки и представления данных наблюдения поля ВП

Для представления данных наблюдений поля ВП был предложен ряд параметров, рассмотренных в [47]. Автор считает наиболее объективной формой для этой цели по аналогии с магнитным полем показ результатов измерений в виде составляющих напряжённости слагаемых поля ВП, приведенных к единому уровню напряжённости поляризующего поля. Не обсуждая очевидные в этом случае вопросы учёта неоднородности среды, можно принять за его приближение

значение, измеряемое при пропускании тока через среду, за вычетом напряжённости поля ВП.

9.2. Примеры применения метода ВП для выявления рудных тел

9.2.1. Орловское колчеданно-полиметаллическое месторождение на Рудном Алтае

Во время проведения работ на участке месторождения было известно три рудных тела, показанных в плане на рис. 81, а геологический разрез по первым двум приведен ранее на рис. 65.

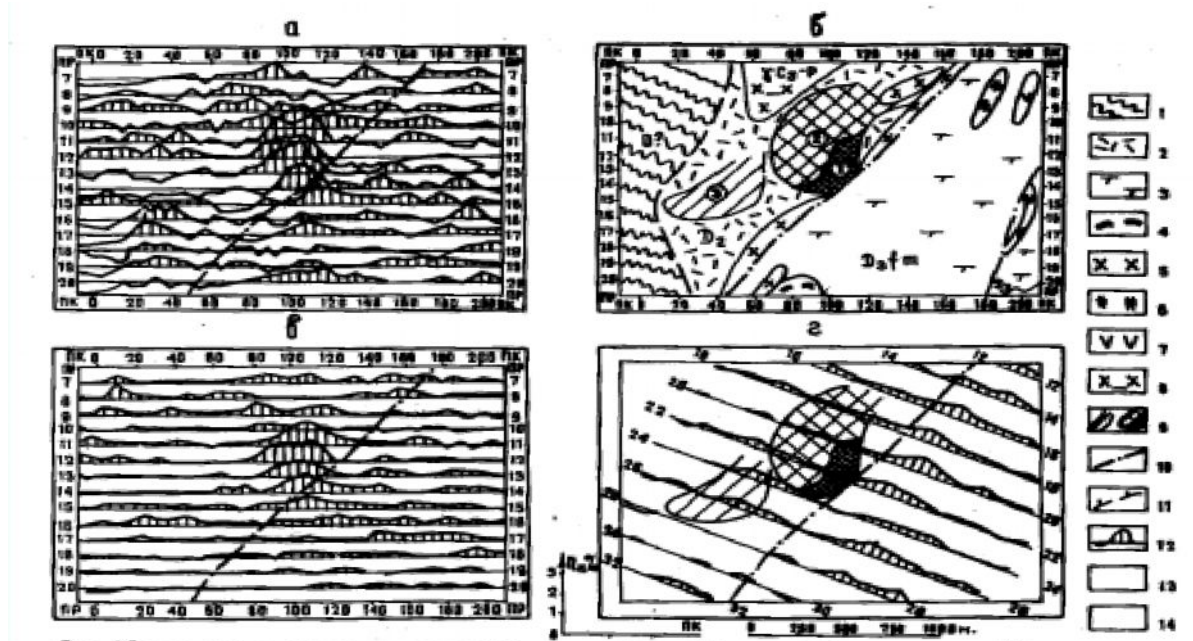


Рис. 81. Поле ВП (а) Орловского колчеданно-полиметаллического месторождения (б) на Рудном Алтае (в – остаточные аномалии поля ВП; г – поле ВП при его регистрации через 0,5 с после выключения тока):
 1 – метаморфические сланцы; 2 – лавы кварцевых альбитофиров; 3 – туфы смешанного состава; 4 – алевролиты; 5 – гранит-порфиры; 6 – андезитовые порфиристы; 7 – плагиоклазовые порфиристы; 8 – плагио – граниты;
 9 – проекции рудных тел на дневную поверхность; 10 – тектонические нарушения; 11 – надвиг; 12 – графики поляризуемости η_k

Рудные тела локализуются в одной метасоматической зоне на контакте двух свит, сложенных метаморфическими образованиями девона. Первая свита представлена в основном кремнисто-глинистыми алевролитами с маломощными прослоями туффитов, туфов, туфопесчаников и кислых эффузивов. Вторая свита сложена ла-

вами кварцевых альбит-порфиров, их лавбрекчиями, фельзит-порфирами с редкими прослоями углистых алевролитов, полимиктовых песчаников, туффитов и туфопесчаников. Коренные породы перекрыты песчано-глинистыми наносами низкого (до 5 – 10 Ом) удельного сопротивления при мощности 50–100 м.

Месторождение, открытое при металлометрическом опробовании коренных пород, не отмечалось с поверхности земли ни электроразведочными методами (СГ, ЕП, ВП – рис. 81, *з*), ни гравиразведкой, ни металлометрической съёмкой. Несмотря на отрицательные результаты проведенных работ, на месторождении вновь были выполнены измерения методом ВП с учётом изложенных методических требований [11].

Результаты работ были представлены в виде карт графиков η_k -параметра, вычисляемого по формуле $\eta_k = \Delta U_{ip} / \Delta U_p \cdot 100 \%$. При этом для рис. 81. *а*, величина ΔU_{ip} вычислялась по соотношению: $\Delta U_{ip} = \Delta U_{ip}(0,05) - \Delta U_{ip}(30)$, в котором цифры в скобках – время в секундах. На рис. 81. *в* изображены графики, вычисленные по равенству $\Delta U_{ip} = \Delta U_{ip}(0,05) - \Delta U_{ip}(1,0)$, для демонстрации того факта, что большая часть эффекта ВП от рудного тела спадает в первую секунду после выключения тока (важно было показать недопустимость использования инерционных измерительных приборов для изучения поля ВП рудных тел).

Применяемая аппаратура, краткое описание которой дано в приложении 1, обеспечивала осциллографическую регистрацию (гальванометрами с собственной частотой 120 Гц) спадающей разности потенциалов ВП начиная с 0,02 с после выключения поляризующего тока. Работы выполнены по сети 100х40 м с разносами приёмной и питающей линий 80 и 1200 м, соответственно.

На рис. 81, *а* отчётливо проявляются первые две залежи, третья – слабо, но уверенно ассоциируется по характеру спада ВП с рудным объектом. Аналогичный вывод был сделан по слабой аномалии, видимой в пределах профилей 7–13 и пикетов -10–50, где позже была обнаружена залежь [23], буровыми работами (аномалия, по-видимому, обусловлена окolorудными пиритизированными породами). Представленные результаты исследований свидетельствуют о больших, в сравнении с другими методами, возможностях поисков глубокозалегающих рудных тел методом ВП при соблюдении определённых методических и технических требований, которые следуют из теоретического рассмотрения аномального поля электронных проводников.

9.2.2. Месторождение меди Кельтишат в Джунгарии

Участок месторождения сложен дислоцированными породами нижнего палеозоя, прорванными разнообразными по составу интрузиями верхнепалеозойского возраста. На участке широко развиты осадочные образования, представленные полимиктовыми песчаниками, алевролитами с прослоями мергелей и известняков, и вулканогенные: диабазовые порфириды, альбитофиры и их туфы. Интрузивные породы представлены гранодиоритами, андезитовыми порфиридами и диоритами (рис. 82, г).

Проявление медной минерализации в юго-восточной части участка известно с 1930 г., но рудопроявление считалось бесперспективным. Переоценка рудопроявления была дана в результате проведённых в 1965–1966 гг. геолого-геофизических работ, в т. ч. электро-разведочных – методом вызванной поляризации.

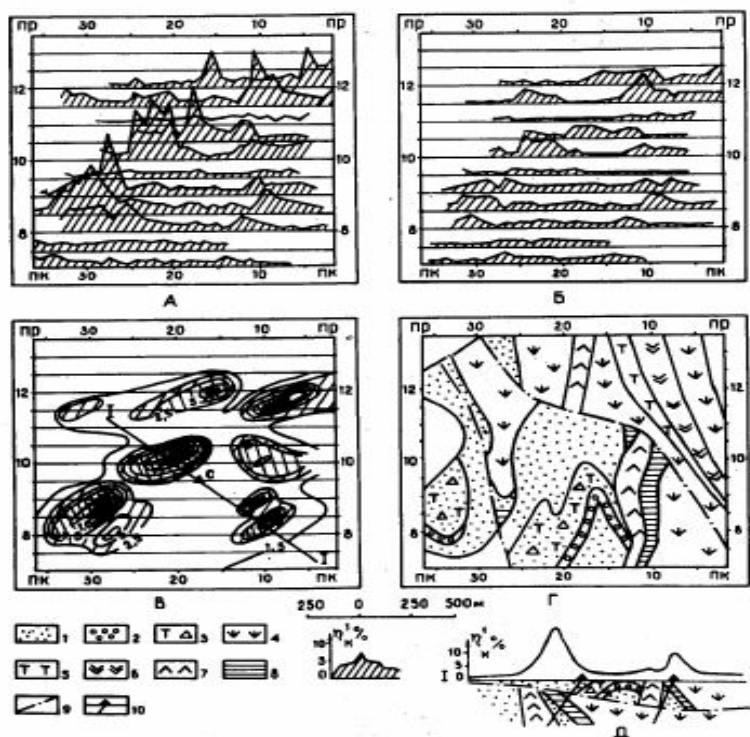


Рис. 82. Поле ВП месторождения меди «Кельтишат» в Джунгарии:
 А, В – планы графиков и изолиний поляризуемости при измерении ВП через 0,02 с, а Б – через 0,5 с, после выключения поляризующего тока;
 Г – схематическая геологическая карта месторождения; Д – схематический геологический разрез по линии I – I; 1 – песчаники; 2 – конгломераты; 3 – туфопесчаники; 4 – андезитовые порфириды; 5 – туфы среднего состава; 6 – миндалекаменные порфириды; 7 – диориты; 8 – зона медной минерализации; 9 – тектонические нарушения; 10 – скважины

Исследования методом ВП были проведены на площади, прилегающей к рудопроявлению при следующих методических условиях: длительность поляризации – 10 с, начальный момент регистрации разности потенциалов ВП – 0,02 с после выключения тока, но при вычислениях использовалось значение, соответствующее 0,05 с. Разносы приёмной и питающей линий – 20 и 600 м, соответственно. Сеть съёмки 100х20 м.

В результате работ выявлены две аномальные зоны (рис. 82 в), проверка которых бурением подтвердила их связь с медными рудами.

На рис. 82 б показаны для сравнения графики поляризуемости, вычисленные для момента времени 0,5 с после выключения тока для акцентирования внимания на факторе времени регистрации поля ВП.

9.2.3. Свинцово-цинковое месторождение Актюбе в Джунгарии

Это мелкое месторождение расположено восточнее однотипного месторождения «Текели». В значительной степени окисленные свинцово-цинковые руды прослежены здесь на небольшую глубину (несколько десятков метров), вероятно, они представляют его корни. Оно представлено двумя небольшими рудными телами, залегающими в известняках верхнесууктубинской подсвиты согласно с вмещающими породами в субширотном направлении. Главные рудные минералы галенит, церуссит, смитсонит. Отчётливо выражена лимонитизация. Рудную пачку ("рудный горизонт") текелийской свиты, к которой приурочены рудные тела, образуют углистые, известково-глинистые, доломитовые, углисто-глинистые, глинистые и кремнистые сланцы, известняки, кварцевые алевролиты. На месторождениях текелийской металлогенической зоны (рис. 83) развиты линзы сплошных пиритовых руд мощностью до 40 м. Углистые породы содержат до 20 % углерода [26, 115].

По материалам ранее выполненных на участке работ методами КПВП и ИНФАЗ-ВП (рис. 84) месторождение не отмечается. При этом картируется обширная площадь развития углистых образований.

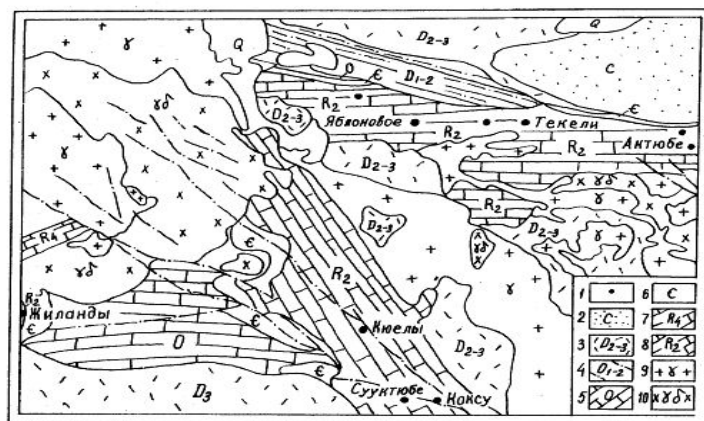
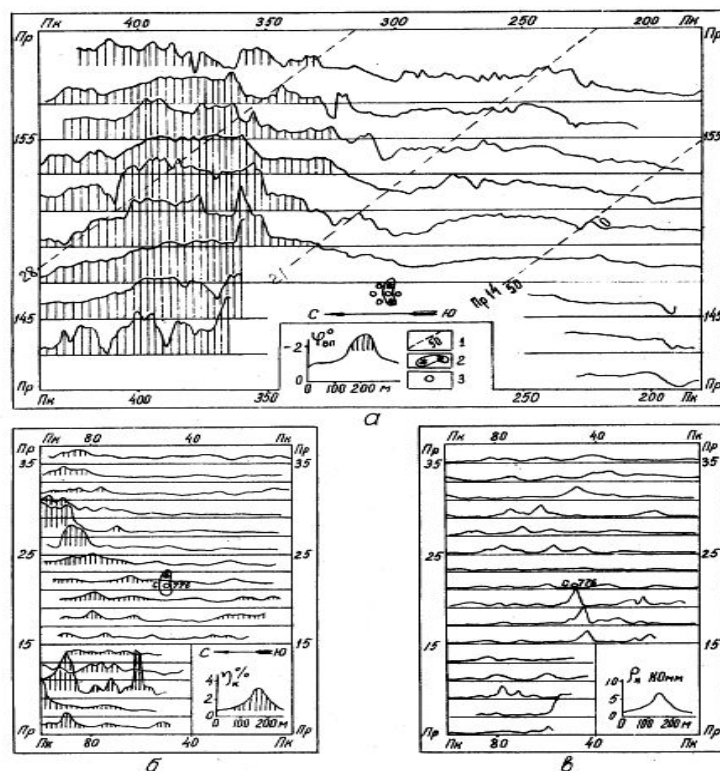


Рис. 83. Схема геологического строения Коксу-Текелийского района:
 1 – свинцово-цинковые месторождения; 2 – алевролиты, песчаники, известняки; 3 – базальты, андезиты, их туфы, песчаники и туфопесчаники; 4 – известняки, песчаники, конгломераты; 5 – кристаллические известняки, мраморы; 6 – базальтовые порфириды, туфы, углисто-кремнистые сланцы, известняки; 7 – карбонатно-кремнистые породы, углеродистые известняки; 8 – известняки, углистые сланцы, известково-силикатные породы; 9 – граниты; 10 – гранодиориты



Новые исследования методом вызванной поляризации были проведены способом разделения поля ВП (РВП) на слагаемые – исходя из имеющихся данных о сложности геоэлектрической обстановки. Регистрация ВП проводилась в интервале времени 0,02–3 с после выключения поляризирующего тока при длительности его пропускания, равном 2 секундам. Разнос приёмных электродов был принят равным 20 м, а токовых – 700 м, при отработке 500-метрового интервала. Результаты работ показаны на рис. 85.

В поле E_{xip} выделяются несколько вытянутых в субширотном направлении зон, предположительно связанных с рудной минерализацией. Одна из них, – расположенная севернее известных рудных тел между профилями 20 и 22, проверена с поверхности канавами: в ней установлена свинцово-цинковая минерализация. Другие зоны ещё не проверены.

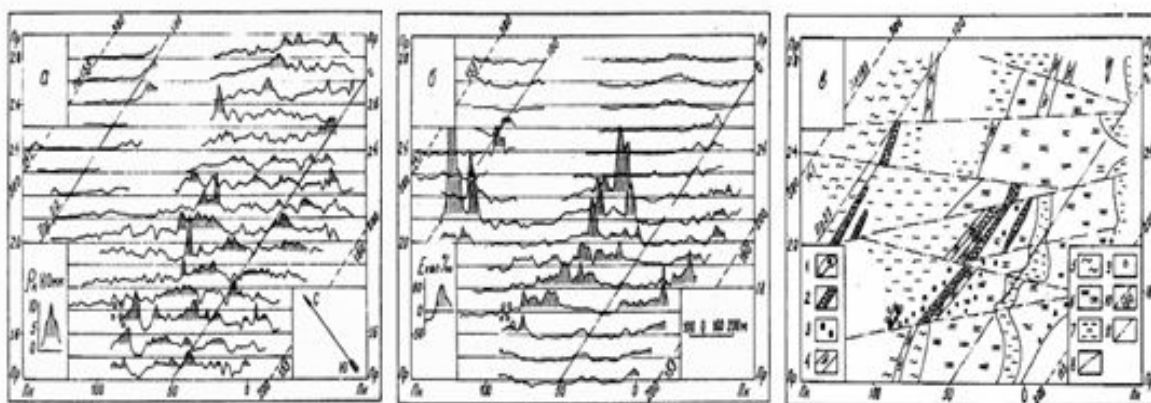


Рис. 85. Результаты метода РВП на участке месторождения «Актюбе»: а – план графиков ρ_k ; б – план графиков $E_{xвп}$; в – геоэлектрическая схема; 1 – окисленные свинцово-цинковые руды; 2 – зоны оруденения по РВП; 3 – сульфидная минерализация по РВП; 4 – окварцевание по РВП; 5 – породы низкого сопротивления (рассланцевание); 6 – породы высокого сопротивления; 7 – породы невысокого сопротивления; 8 – линии нарушения корреляции аномалий; 9 – скважины; 10 – профили ИНФАЗ– ВП; 11 – профили ОПУ – ВП

9.2.4. Свинцово-цинковое рудопроявление «Кюелы» в «Джунгарии»

Участок рудопроявления расположен в пределах единой рудной зоны с месторождениями Коксу и Сууктюбе (рис 83). Оруденение здесь приурочено к карбонатной пачке текелийской свиты, сложен-

ной интенсивно метаморфизованными известняками и доломитами, углистыми и кварц-хлорит-серицитовыми сланцами, кварцитами. Изверженные породы представлены серией дайковых пород: гранит-порфиров, кварцевых порфиров, диоритовых порфиров. Форма рудных тел близка к линзовидной. По вещественному составу руды свинцовые с подчинённым количеством цинка и меди. Наиболее широко распространены прожилково-вкрапленные руды. Рудные минералы: галенит, пирротин, сфалерит, пирит, арсенопирит, халькопирит, магнетит.

На рудопроявлении «Кюелы» свинцово-цинковая минерализация прослежена несколькими скважинами и приблизительно оконтуривается литогеохимическим ореолом свинца (рис. 86).

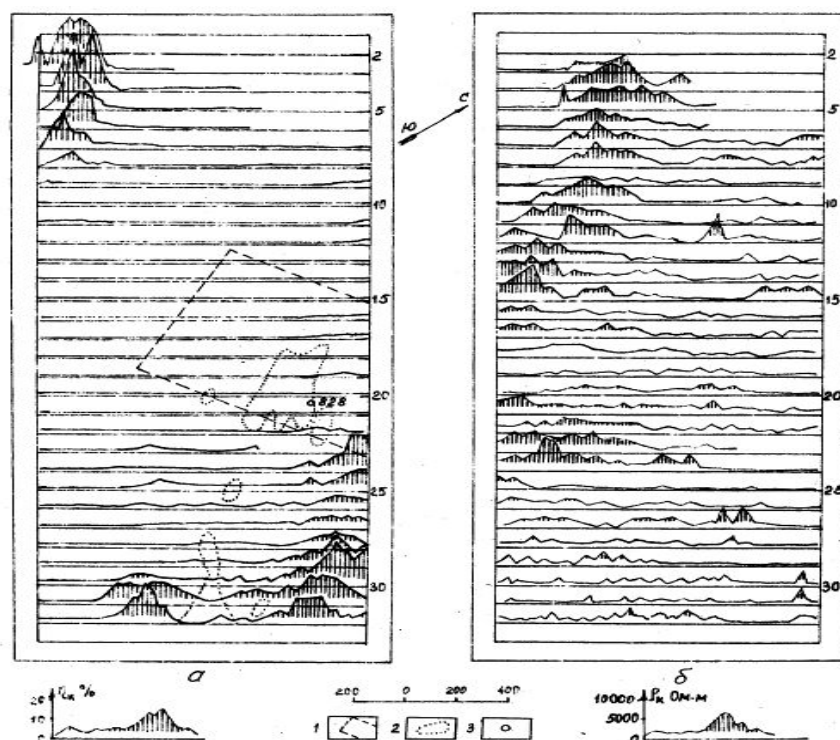


Рис. 86. Результаты метода ВП по свинцово-цинковому месторождению Кюелы в Джунгарии:

а – план графиков η_k ; *б* – план графиков ρ_k ; 1 – участок работ методом РВП; 2 – ореолы рассеяния свинца; 3 – буровая скважина

Здесь были выполнены электроразведочные работы методами ЕП и ВП. Рудные зоны не выделяют ни первый, ни второй методы, как и на других месторождениях района. Зоны высоких значений поляризуемости η_k (до 10 – 12 %) (рис. 86, *а*) – совпадают в плане с уг-

листо-глинистыми сланцами и углистыми известняками, вместе с тем они коррелируются с областями низких сопротивлений (до 100 Ом) ρ_k . На одном профиле I – I были проведены опытные работы методами СГВП, РСВП и РВП. Результаты их показаны на рис. 55. Позже была выполнена съёмка методом РВП на небольшой площади (рис. 86, а). Интенсивные электрические помехи, созданные установленной буровой установкой, не позволили провести повторные измерения вблизи неё для прослеживания зоны рудной минерализации в восточном направлении.

Результаты измерений по способу разделения полей ВП (РВП) показаны на рис. 87. В поле E_{xip} выделяются две интенсивные аномалии. Первая – в центре площади, проверенная скважиной, создана рудным телом, вторая – северней – не проверена. Интенсивная отрицательная аномалия E_{xip} между профилями 6 и 8 связана, очевидно, с областью интенсивной диффузионной проводимости – дроблением пород и их трещиноватостью.

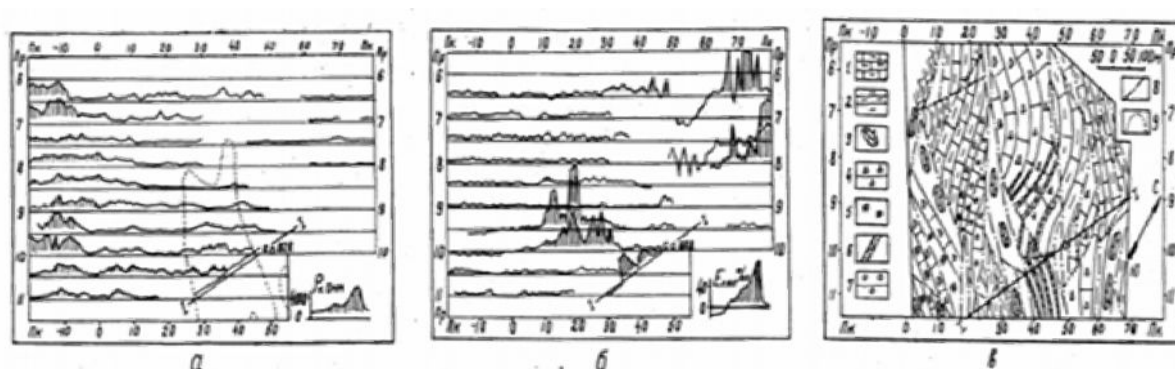


Рис. 87. Результаты метода РВП по свинцово-цинковому месторождению Кюелы в Джунгарии:

- а – план графиков ρ_k ; б – план графиков E_{xip} ; в – фрагмент геологической карты; 1 – углистые известняки; 2 – углистые сланцы; 3 – карбонатная брекчия; 4 – тектоническая брекчия; 5 – карбонатно-кварцитовая брекчия; 6 – зоны рудной минерализации; 7 – оолитовые известняки; 8 – тектонические нарушения; 9 – ореолы рассеяния свинца

9.2.5. Брусиловское проявление золота в Северном Казахстане

Фрагменты исследования по нему рассмотрены в разделе 6.3.2. Здесь показаны результаты работ по разделению полей ВП, выполненных на небольшой площади, охватывающей рудопоявление (рис. 88, а), по сети 50x20 и 50x10 м, на основании которых были выявле-

ны зоны сульфидной минерализации, а проверочное бурение подтвердило их прогнозную связь с золоторудной минерализацией.

Геологические сведения

Оно локализуется на юго-восточном окончании Кокчетавской тектонической глыбы вблизи западного экзоконтакта гранитоидного массива с сильно метаморфизованными породами архея и протерозоя, которые образуют на этом участке антиклиналь с простиранием оси в северо-западном направлении.

Породы архея представлены на участке преимущественно гнейсами с подчинённым количеством кристаллических сланцев и кварцитов, имеют северо-западное простирание и падают под углом 70° – 80° .

Протерозойские отложения представлены сравнительно однообразными по составу породами: кварцитами, сланцами серицит-кварцевого, серицит-хлритового и кварц-мусковитового состава, а также, в виде небольших прослоев, углисто-графитовыми сланцами. Углы падения пород крутые, до 70° – 80° .



Рис. 88. Результаты метода ВП по рудопроявлению золота Брусиловское в Северном Казахстане:

а – схематическая геологическая карта; *б* – карта изолиний η_k ; *в* – карта изолиний ρ_k ; 1 – углисто-кремнистые сланцы; 2 – кристаллические сланцы; 3 – граниты; 4 – гранодиориты; 5 – тектонические нарушения; 6 – геохимические ореолы; 7 – скважины; 8 – участок работ РВП

Повышенные концентрации золота в графитизированных породах коррелируются с увеличением содержания в них пирита, причём пирит всегда заключён в обломках графитистых сланцев, а не в цементе брекчий этих пород, т. е. он, вероятно, сингенетичен породе. В зонах контактового воздействия гранитов на углисто-графитовые сланцы золото в последних отсутствует.

Электрические свойства горных пород участка

Поляризуемость пород изучалась по образцам, отобранным из керна скважин участка, по стандартной методике [57] на установке конструкции ВИТР. Каждая порода охарактеризована не менее чем двадцатью образцами. Наибольшие значения поляризуемости η , порядка 50–60 %, имеют графитовые образования. Поляризуемость пород, содержащих вкрапленность сульфидных минералов, обычно изменяется от первых единиц до 10 %. Поляризуемость "пустых" пород колеблется в пределах 2–4%. Аномальные значения поляризуемости наблюдаются у сильно метаморфизованных кремнистых сланцев, встречающихся в пачках углистографитистых пород, которые не содержат заметного количества графита или сульфидов. Трещиноватые образцы тех же пород имеют "нормальную" поляризуемость, т. е. природа поляризации этих кремнистых сланцев иная, чем у электронных проводников и связана с процессом диффузии ионов. Очевидно, эти породы обуславливают основную часть аномальных полей ВП, наблюдаемых в древних метаморфизованных толщах, как и в других регионах Казахстана. На рис. 89 приведена диаграмма поляризуемости пород, построенная по модальным значениям.

Из сопоставления диаграммы поляризуемости с содержаниями золота и сульфидных минералов в породах видно, что повышенные концентрации золота отмечаются в графитистых сланцах, обогащённых комплексом сульфидных минералов. Если эта особенность закономерна для золоторудной формации, к которой относится Брусиловское рудопроявление, то она создаёт благоприятные предпосылки для поисков сульфидно-минерализованных золоторудных зон, т. к. они отличаются по характеру спада ВП от поляризующихся пород, не содержащих сульфидных минералов. Такие сульфидные минералы как арсенопирит, халькопирит, галенит сильно отличаются от графита по электрохимической активности, количественной мерой которой служит плотность тока обмена, а она является основным фактором,

определяющим характер спада ВП электронных проводников. При этом он очень сильно зависит, как показано на рис. 44, от содержания более электрохимически активного компонента.

Удельное электрическое сопротивление горных пород участка характеризуется в общих чертах диаграммой, приведённой на рис. 89.

Результаты электроразведочных работ

На участке ранее были выполнены работы методом ВП, результаты которых в виде карты изолиний η_k показаны на рис. 88 б. Из её рассмотрения следует очевидный вывод о невозможности выделения на ней зон сульфидной минерализации на общем высоком фоне поляризуемости. Поэтому были проведены исследования по методу разделения полей ВП (РВП). Вначале были поставлены опытные работы на профилях I (рис. 50), II (рис. 49) и III (плановое расположение профилей показано на рис. 88, а), а затем выполнена площадная съёмка, результаты которой показаны на рис. 90.

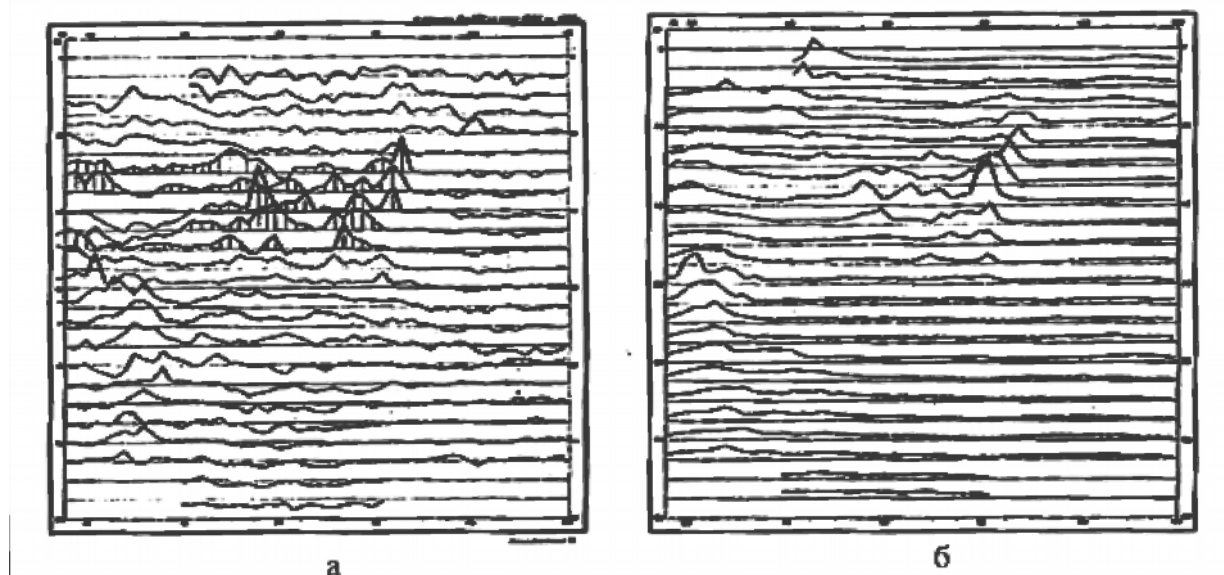


Рис. 90. Результаты метода РВП по Брусиловскому золоторудному проявлению:

а – план графиков $E_{хвп}$, б – план графиков ρ_k

Изучение временных закономерностей поля ВП показало, что спад вызванной поляризации в зонах сульфидной минерализации заметно отличается от спада ВП во вмещающих породах, что позволило провести разделение полей ВП в соответствии с описанными выше процедурами.

На основании опытных работ были определены методические условия: разнос токовых электродов, равный 600 м, разнос приёмных электродов, равный 20 м, а при детализации – 10 м, длина отрабатываемого интервала в пределах разноса токовых электродов (в соответствии с рис. 37) – 400 м, длительность поляризации – 15 с, другие условия изложены выше.

Регистрация спадающей разности потенциалов ВП осуществлялась в пределах 0,02–2 с после выключения поляризующего тока непрерывно, а затем – через 5, 10, 15, 20, 30 с дискретно. Для регистрации использовались гальванометры с собственной частотой 120 Гц, краткое описание аппаратуры дано в приложении 1. Для обеспечения необходимой величины измеряемой разности потенциалов сила тока в питающей цепи поддерживалась в пределах 15–20 А. Внешний контроль выполнен в объёме 10,4 %. Среднее абсолютное отклонение определения параметра E_{ip}^a составило 10^{-3} отн. ед. Порядок обработки данных регистрации разностей потенциалов, в целом общий для всех рассмотренных примеров, приведен в приложении 2.

При рассмотрении карты графиков E_{ip}^a (рис. 90, а) отчётливо устанавливаются две области, выделяющиеся по интенсивности поля E_{ip}^a и его характеру изменения по площади, соответствующие различным по метаморфизму и степени гидротермальной переработки геологическим образованиям. Северо-восточная часть участка характеризуется пониженным уровнем поля E_{ip}^a . На этой площади развиты углисто-кремнистые сланцы, гидротермально не изменённые. Юго-западная часть участка отличается в целом повышенным полем E_{ip}^a . Породы здесь подверглись интенсивной гидротермальной проработке, сильно пиритизированы и разбиты на блоки многочисленными разрывными нарушениями, отображающимися в поле ВП и в поле сопротивления (рис. 90 б). Центральная часть участка сложена метасоматически изменёнными углистыми сланцами, выделяющимися по поляризуемости η_k , их высокая поляризуемость обусловлена графитизацией углистых сланцев в зоне контактового метасоматоза. В южной части участка повышенными значениями ρ_k картируются кристаллические сланцы. Резкое различие в интенсивности и строении электрических полей северо-восточной и юго-западной частей участка указывает на то, что они разделены крупным тектоническим нарушением, осложнённым более мелкими дизъюнктивными дислокациями. В

направлениях, близких к простиранию этого крупного нарушения, вытянуты узкие аномалии ρ_k и смежные с ними аномалии E_{ip}^a , они, очевидно, обусловлены зонами сульфидной минерализации, имеющими крутое падение в северном направлении. В юго-западной, угловой, части участка выделяется область повышенных значений E_{ip}^a и ρ_k , геологически соответствующая, вероятно, гидротермально проработанным и интенсивно пиритизированным породам. Результаты интерпретации полей E_{ip}^a , ρ_k и η_k выражены в геоэлектрической схеме участка (рис. 91). Проверочное бурение выделенных зон подтвердило их связь с золоторудной сульфидной минерализацией.

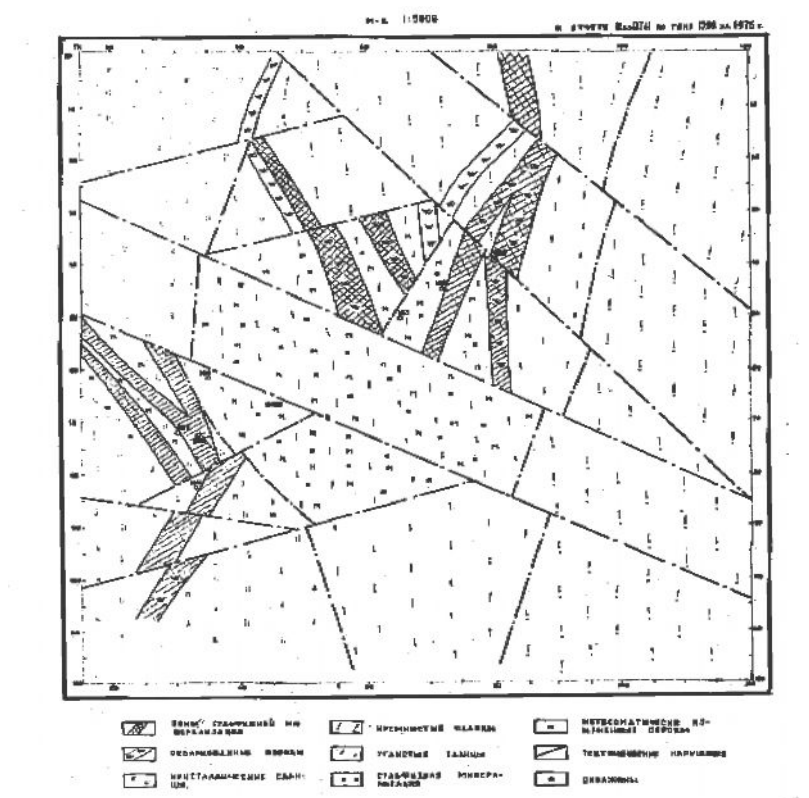


Рис. 91. Геоэлектрическая схема участка Брусиловский:

1 — зоны сульфидной минерализации; 2 — зоны окварцевания; 3 — кристаллические сланцы; 4 — кремнистые сланцы; 5 — углистые сланцы; 6 — сульфидная минерализация; 7 — породы метасоматически изменённые; 8 — тектонические нарушения; 9 — скважины

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя результаты выполненных исследований вызванной поляризации рудных тел, образованных колчеданно-полиметаллическими, медно-колчеданными, медными, свинцово-цинковыми рудами, сульфидной золоторудной минерализацией, и графитизированных пород, можно сделать определённые выводы.

1 – задача поисков рудных тел, представленных электронно-проводящими сульфидными минералами, решается методом ВП успешно при выполнении соответствующих геоэлектрической обстановке методических и технических условий работ.

2 – такие рудные тела чётко выделяются среди графитизированных и других поляризующихся пород путем разделения полей ВП по их спаду.

3 – поля ВП рудных тел различных по типу месторождений заметно отличаются между собой по параметрам переходного процесса вызванной поляризации.

4 – амплитудные аномалии ВП, обусловленные электронно-проводящими телами, можно количественно интерпретировать, определяя геометрические и физико-химические параметры, только при выполнении условий: а – данные должны быть представлены в виде значений составляющей напряжённости аномального поля ВП (но не кажущейся поляризуемости); б – должны быть записи спадов ВП в аномальной области; в – необходимы данные о первичном поле (поле проводимости).

5 – фазовые аномалии ВП можно интерпретировать только при определённых условиях, обеспечивающих их функциональную связь с амплитудными аномалиями.

6 – наряду с выявлением рудных тел, метод ВП может с успехом применяться для выделения геологических объектов, отличающихся от вмещающих пород своими диффузионно-адсорбционными свойствами, таких как: тектонические разрывные нарушения, зоны дробления, области интенсивной гидротермальной проработки пород с их окварцеванием и другими околорудными изменениями, обводнённые участки пород.

Вместе с перечисленными выводами о далеко не полно изученных возможностях метода ВП при поисках рудных тел необходимо отметить и проблемные задачи, решение которых обеспечит повыше-

ние эффективности применения метода ВП. Обобщённо можно выделить проблему необходимости разработки современной аппаратуры для регистрации всего переходного процесса ВП в соответствующем диапазоне времён, а также создания программного обеспечения всего процесса изучения полей ВП – от измерения параметров до интерпретации полевых данных.

Сюда же можно отнести и вопрос о возможностях производственного использования поля электрохимической поляризации, требующий изучения, исходя из практически наблюдаемых фактов изменения естественного электрического поля в области локализации рудных тел при длительном пропускании тока через среду (по двукратным измерениям в начале работ на профиле до пропускания тока и также двукратным после окончания работ, через 20 – 30 минут). Это даст полезную информацию о поле ВП рудных тел.

В дополнение к перечисленным основным практическим выводам следует заметить, что все результаты полевых работ (более чем по пятидесяти участкам различных районов Казахстана) полностью подтверждают теоретические положения о поле ВП, изложенные в первой части работы. Ещё раз в сжатом виде перечислим основные из них.

1 – поле ВП геологических объектов представлено суммой полей поляризации элементов среды: а – поля рудного (электронно-проводящего) тела; б – поля вмещающей среды; в – поля токовых электродов (под каждым из которых следует понимать электрохимическую систему в соответствии с положениями электрохимии).

2 – поле ВП электронно-проводящего тела обусловлено практически полностью (в условиях полевой электроразведки) процессом поляризации перехода, а поле ВП ионно-проводящего объекта – процессом диффузионной поляризации.

3 – поле ВП вмещающей среды является следствием её объёмной диффузионной поляризации.

4 – поле ВП токовых электродов по своей структуре идентично первичному электрическому полю этих электродов и обязано своим образованием процессу диффузионной поляризации.

Необходимо особо подчеркнуть, что выявление рудных тел возможно лишь при соблюдении рассмотренных условий выполнения исследований.

Приложение 1

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О МАКЕТЕ АППАРАТУРЫ ВП – РС – 0.02

Сведения о применявшейся при исследованиях ВП аппаратуре вынесены специально в приложение, т. к. к настоящему времени она морально устарела. Вместе с тем читателю возможно будет узнать об основных принципиально важных положениях, выполнявшихся при регистрации ВП.

Отличительной особенностью аппаратуры является возможность непрерывной осциллографической регистрации спада (и роста) ВП начиная с 0,02 с после выключения поляризующего тока, что обеспечивается применением специальных мер: использованием усилителя постоянного тока с очень малой постоянной времени и гальванометров с собственной частотой 120 Гц, а также достаточно высоким разрешением записи по времени.

Измерительная аппаратура состоит из трех основных блоков: пульта управления, двухканального усилителя и светолучевого осциллографа Н – 700. Источником поляризующего тока служила стандартная генгруппа с дополнениями, обеспечивающими быстрое выключение поляризующего тока (контролируемое постоянно с помощью пары постоянно подключённых к отдельному гальванометру электродов, а также периодически путём записи разности потенциалов на эталонном сопротивлении генгруппы).

Пульт управления предназначен для коммутации измерительных каналов, дистанционного подключения генгруппы к токовой линии или к балластному сопротивлению, компенсации естественной разности потенциалов и регистрации момента выключения тока.

Двухканальный усилитель (рис. П 1) собран на едином усилителе постоянного тока при двух делителях напряжения (для регистрации разностей потенциалов при пропускании тока через среду и после его выключения). В усилителе использованы балансные каскады с общим коллектором и общим эмиттером [122]. Усилитель собран на транзисторах МП113А, подобранных с точностью 3 % по коэффициенту усиления тока β и 10 % по току эмиттера. Величина коэффициента β порядка 10. При этом коэффициент усиления по току – порядка 10^4 . В этой усилительной схеме достигается большая стабильность элек-

трического нуля не только за счёт балансных каскадов, но также благодаря использованию дополнительного усиления в цепи отрицательной обратной связи. Кратковременная нестабильность нуля составляет 0,001 мкА на входе и определяется только низкочастотными шумами транзисторов. Дрейф, приведённый ко входу, составляет: при изменении температуры $0,5 \cdot 10^{-9}$ А/град; при изменении напряжения питания на 10 % – 10^{-8} А. Изменение коэффициента усиления по току: при изменении температуры – 0.05 % на град; при отклонении напряжения питания от номинального на 10 % – 3.5 %. Практика работ показала, что коэффициент усиления очень стабилен. Всё же градуировка проводилась ежедневно, а эталонирование – раз в декаду.

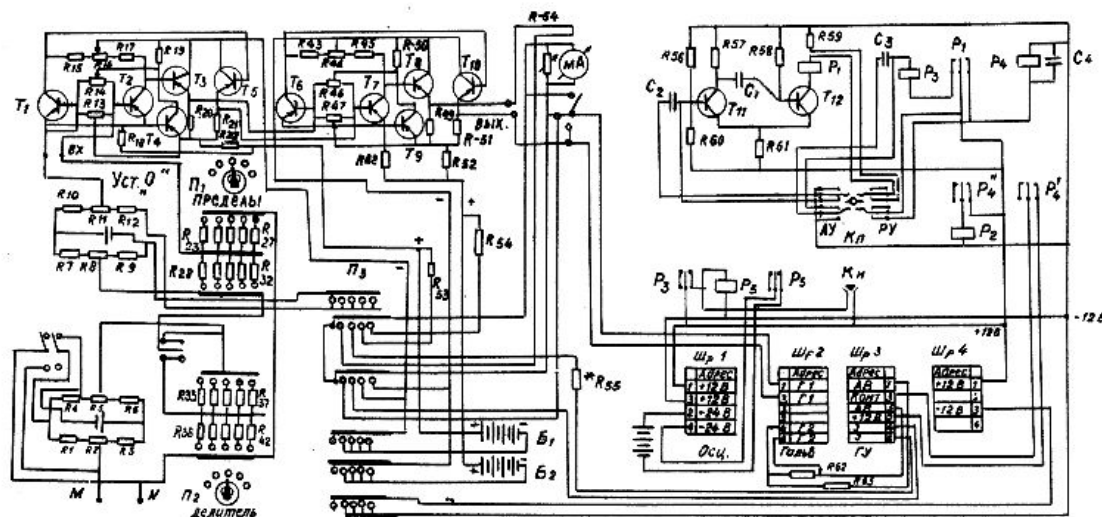


Рис. П 1. Принципиальная схема измерительно-управляющего блока

Для регистрации разностей потенциалов между приёмными электродами (после усиления) применялся светолучевой осциллограф Н-700, при использовании гальванометров М001 с собственной частотой 120 Гц их постоянная по току равна 10^{-7} Ам/мм, внутреннее сопротивление, 35 Ом, степень успокоения – 0,7 (обеспечивается жидкостным затуханием). Нужное разрешение по времени обеспечивалось скоростью движения фотобумаги, равной 40 мм/с (при необходимости – 160, 640 или 2500 мм/с) и марками времени через 0,1 или 0,05 с. Необходимая длительность начального отрезка регистрации ВП устанавливалась с помощью простенькой схемы, показанной в правой части рисунка.

Приложение 2

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ при разделении полей вызванной поляризации

Этот раздел вынесен в приложение, т. к., очевидно, в настоящее время вся обработка должна производиться автоматизированно в соответствии с имеющимися большими возможностями компьютеризации этого процесса, а приведённое здесь описание необходимо лишь для лучшего понимания описанных результатов исследований ВП.

Обработка результатов полевых измерений проводилась в следующей последовательности:

1. Определялись величины a_{22} и a_{21} .

2. Вычислялись значения $\Delta U_p, \Delta U_{ip}(t_1), \Delta U_{ip}(t_2)$.

3. Вычислялись значения $\rho_a = k \frac{\Delta U_p}{I}$.

4. Определялась величина ρ_a^u нормального поля ρ_a .

5. Вычислялись значения $\Delta U_{ip}^a = \frac{a_{22}\Delta U_{ip}(t_1) - \Delta U_{ip}(t_2)}{a_{22} - a_{21}}$. (*)

6. Вычислялись относительные значения аномальной составляющей поля ВП $E_{ip}^a = \frac{E_{x,ip}^a}{E_{ex}} = \Delta U_{ip}^a \frac{k}{\rho_a^u I} = \Delta U_{ip}^a \frac{1}{\Delta U_p^u}$.

Для вычисления разности потенциалов ΔU_{ip}^a необходимо было определить значения величин a_{22} и a_{21} . Это сделано на основе измерений по опытному профилю с известным по буровым данным разрезом, включающем золоторудные тела. С этой целью строились кривые спада ВП по всем точкам профиля в полулогарифмическом масштабе, затем путём статистической обработки находилась "нормальная" кривая спада ВП, а по ней – величина a_{22} . После этого выделялись кривые с отчётливо выраженным эффектом суммарного поля ВП, из которых исключались "нормальные" слагаемые. По вычисленным "аномальным" кривым находилось среднее значение величины a_{21} .

При отсутствии в пределах исследуемой площади известного рудопроявления можно воспользоваться для определения величины a_{21} типичной аномальной кривой по другим аналогичным участкам. В этом случае будет допущена ошибка, которая приведет лишь к из-

менению вертикального масштаба E_{ip}^a , что для самого выявления аномалий не имеет принципиального значения. Важно для надёжного исключения нормального поля как можно точнее определить значение величины a_{22} , а это сделать легко на основе большого числа кривых спада ВП всего исследуемого участка. Значение a_{22} может быть использовано только для одной геоэлектрической зоны. О правильности его определения можно судить по уровню нормального поля параметра E_{ip}^a , он должен быть близок к нулю.

Моменты времени t_1 и t_2 устанавливались по аномальной и нормальной кривым спада ВП (построенным в соответствующем их относительным амплитудам масштабе), полученным в результате опытных работ (или из предыдущего опыта). Значение t_1 принималось равным начальному времени регистрации, а значение t_2 – такому минимальному времени, при котором наблюдалось максимальное расхождение между кривыми.

Величина ρ_a^u нормального поля ρ_a выбиралась известными способами. Следует заметить, что ошибка в её определении не вносит принципиальных изменений в результаты выделения рудных тел, а только изменяет амплитуду величины E_{ip}^a .

Для вычисления коэффициента k при определении величин ρ_a и E_{ip}^a удобно пользоваться формулой $k = \frac{2\pi l^2}{MN} f$,

$$\text{где } f = \frac{\left\{ \left[\left(1 + \frac{x}{l} \right)^2 + \left(\frac{y}{l} \right)^2 \right] \left[\left(1 - \frac{x}{l} \right)^2 + \left(\frac{y}{l} \right)^2 \right] \right\}^{\frac{3}{2}}}{\left(1 + \frac{x}{l} \right) \left[\left(1 - \frac{x}{l} \right)^2 + \left(\frac{y}{l} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} + \left(1 - \frac{x}{l} \right) \left[\left(1 + \frac{x}{l} \right)^2 + \left(\frac{y}{l} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}};$$

$$l = \frac{AB}{2};$$

x и y – соответственно абсцисса и ордината центра приёмной линии MN при расположении начала координат в центре установки AB .

Точность определения величин ρ_a и η_a принято характеризовать относительной ошибкой. Для величины E_{ip}^a такой критерий не пригоден, поскольку она часто принимает значения, близкие к нулю, и относительная ошибка будет меняться с её изменением, но критерий

точности не должен зависеть от изменения измеряемой величины [39]. Этому условию для E_{ip}^a больше соответствует средняя арифметическая ошибка.

(*) При нестабильности уровня естественного поля вычисление компонентов поля ВП по его спаду проводилось по значениям разностей потенциалов ВП, отсчитываемых от их уровня в момент времени t_3 (равный 5–10 с в зависимости от условий измерений) по формуле

$$\Delta U_{ip}^a = \frac{(a_{22} - a_{23})\Delta U_{ip}(t_{13}) - (1 - a_{23})\Delta U_{ip}(t_{23})}{(1 - a_{13})(a_{22} - a_{23}) - (a_{12} - a_{13})(1 - a_{23})}.$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Алексеев В.А.* Геохимические методы поисков месторождений полезных ископаемых. – М.: Высшая школа, 1989. – 304 с.
2. *Антропов Л.И.* Теоретическая электрохимия. – 3-е изд. – М.: Высшая школа, 1984. – 519 с.
3. Аппаратура для проведения фазовых измерений в методе ВП на переменном токе /*Ю.А. Аладинский, Л.З. Бобровников, В.П. Мельников, В.А. Попов* // Изв. вузов. Сер. Геология и разведка, 1968, № 6. – С. 155 – 157.
4. *Багоцкий В.С.* Основы электрохимии. – М.: Химия, 1988. – 400 с.
5. *Белаш В.А.* О спаде потенциалов вызванной поляризации во времени // Геофизика и астрономия. – 1967. – № 11. – С. 113–118.
6. *Белякова Е.Е., Резников А.А.* Гидрохимический метод поисков рудных месторождений. – М.: Госгеолтехиздат, 1962. – 292 с.
7. *Блох И.М.* Электропрофилирование методом сопротивлений. – М.: Госгеолтехиздат, 1962. – 240 с.
8. *Бокштейн Б.С.* Диффузия в металлах. – М.: Металлургия, 1978. – 248 с.
9. *Бреславцев В.Г.* О разделении полей вызванной поляризации // Вопросы нефтяной и рудной геофизики. – Вып. 2. – Алма – Ата, 1975. – С. 27.
10. *Бреславцев В.Г.* Аномальный эффект вызванной поляризации. // Геология и разведка недр. – Вып. 2. – Алма–Ата, 1971. – С. 114–118.
11. *Бреславцев В.Г.* Поиски глубокозалегающих рудных тел методом вызванной поляризации // Тр. Казах. политехн. ин-та. – Сб. 26, 1967. – С. 212 – 216.
12. *Бреславцев В.Г.* Определение параметров переходного процесса вызванной поляризации // Геология. – Вып. 4. – Алма–Ата, 1968. – С. 183–187.
13. *Бреславцев В.Г.* Об использовании переменных токов для измерения эффектов вызванной поляризации // Изв. АН Каз. ССР. Сер. геол. – 1967, № 2. – С. 74–76.
14. *Бреславцев В.Г.* Временные изменения поляризации токовых электродов // Геология. Вып. 5. – Алма–Ата, 1969. – С. 184–188.
15. *Бреславцев В.Г.* Электрическое поле диффузионной поляризации однородной зотропной среды // Геология и разведка недр. – Алма–Ата, 1973. – Вып. 3. – С. 112–117.

16. *Бреславцев В.Г.* Нормальное поле вызванной поляризации // Вопросы нефтяной и рудной геофизики. – Вып. 5. – Алма-Ата, 1978. – С. 11–18.
17. *Бродский А.А.* Гидрохимический метод поисков рудных месторождений. – М.: Госгеолтехиздат, 1957. – 303 с.
18. *Булашевич Ю.П.* Принцип подобия при моделировании поляризации рудных тел, вызываемых током // Тр. горно-геол. ин-та УФАН СССР, 1957. – Вып. 30 (Геофиз. сб. № 2). – С. 53–59.
19. *Бурсиан В.Р.* Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. – 2-е изд., испр. и доп. – Л.: Недра, 1972. – 368 с.
20. *Бухгейм В.* Применение метода ВП на рудных месторождениях Швеции // Бюл. науч.-техн. информ. – 1958. – № 2. – С. 48–52 (ОНТИ ВИМС).
21. *Ваньян Л.Л., Морозова Г.М., Ложеницына Л.В.* О теоретических кривых метода вызванной поляризации // Геология и геофизика. – 1961. – № 10. – С. 118–123.
22. *Вешев А.В.* Электропрофилирование на постоянном и переменном токе. – Л.: Недра, 1968. – 476 с.
23. *Волков В.М., Гинатуллин А.М., Сахаров И.Т., Чекалова К.А.* Орловское рудное поле на Рудном Алтае. – Алма-Ата: Наука, 1972. – 108 с.
24. *Геннадиник Б. И., Мельников В. П., Геннадиник Г. В.* Теория вызванной электрохимической активности горных пород. – Якутск: Якутское книжное изд-во, 1976. – 159 с.
25. *Геннадиник Б.И.* О природе явления вызванной поляризации в ионно-проводящих горных породах // Изв. вузов. Сер. Геология и разведка. 1967. – № 12. – С. 110–117.
26. Геология СССР. Т. XL. Южный Казахстан. – М.: Недра, 1977. – 403 с.
27. *Гинсбург С.Г.* Методы решения задач по переходным процессам в электрических цепях. – М.: Сов. радио, 1954. – 157 с.
28. *Голубев В.С., Гарибянц А.А.* Гетерогенные процессы геохимической миграции. – М.: Недра, 1968. – 192 с.
29. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М.: Наука, 1977.
30. *Грибанов Ю.И.* Измерения в высокоомных цепях. – М.: Энергия, 1967.

31. *Дамаскин В.В., Петрий О.А.* Электрохимия. – М.: Высшая школа, 1987. – 295 с.
32. *Дамаскин В.В., Петрий О.А.* Введение в электрохимическую кинетику. 2-е изд. – М.: Высшая школа, 1983. – 400 с.
33. *Дамаскин В.В., Петрий О.А.* Основы теоретической электрохимии. – М.: Высшая школа, 1978. – 239 с.
34. *Дахнов В.Н., Латышова М.Г., Ряполова В.А.* Исследование скважин методом искусственно вызванных потенциалов (электролитический каротаж) // Промысловая геофизика. – М.: Гостоптехиздат, 1952. – С. 46–82.
35. *Делахей П.* Двойной слой и кинетика электродных процессов // Пер. с англ. / Под ред. *А.Н. Фрумкина.* – М.: Мир, 1967. – 351 с.
36. *Джексон Д.Д.* Классическая электродинамика / Пер. с англ. / Под ред. *Э.Л. Бурштейна.* – М.: Мир, 1965. – 702 с.
37. *Добрынин В.М., Латышова М.Г., Лепарская Н.Д.* Исследование скважин методом потенциалов вызванной поляризации. – М.: ГосИНТИ, 1958. – 76 с.
38. *Жаворонкова В.В.* Некоторые результаты экспериментального исследования спада э. д. с. ВП сульфидных минералов // Тр. свердл. горн. ин-та. – Вып. 54, 1968. – С. 19–22.
39. *Зайдель Ф.И.* Элементарные оценки ошибок измерений. – Л.: Наука, 1967. – 89 с.
40. *Идельсон Н.И.* Теория потенциала и ее приложения к вопросам геофизики. – М.: ГТТИ. 1932. – 237 с.
41. Инструкция по электроразведке. Часть 2. – М.: Недра, 1984. – 352 с.
42. *Иоффе А.И.* Физика полупроводников. – М. – Л.: Изд-во АН СССР, 1957. – 491 с.
43. Исследование переходных процессов при вызванной поляризации пирита, графита, пиритизированных и графитизированных пород / *В.В. Кормильцев, М. В. Поздняков, и др.* // В кн.: Аппаратура и метод вызванной поляризации с измерением скорости спада. – Свердловск: Изд-в УНЦ АН СССР, 1976. – С. 3–40.
44. *Карасев А.П., Бумагин О. В.* Экспериментальное изучение переходных характеристик ранней стадии вызванной поляризации // В кн.: Вопросы электроразведки рудных месторождений. – Л.: НПО "Геофизика", 1977. – С.11.

45. Карасев А. П., Кривоносенко Н. И., Сейфуллин Р. С. Опыт применения аппаратуры для изучения ранней стадии вызванной поляризации // Геофиз. аппаратура, 1968. – Вып. 36. – С. 81–87.

46. Кинетика электродных процессов /А. Н. Фрумкин В. С. Багоцкий и др. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1952. – 260 с.

47. Комаров В.А. Электроразведка методом вызванной поляризации. 2-е изд., перераб. и доп. – Л.: Недра, 1980. – 391 с.

48. Комаров В.А. О природе электрических полей вызванной поляризации и возможностях их использования при поисках рудных месторождений // Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. Геология и география. –1957. № 6. – С. 29–40.

49. Комаров В.А., Пишпарева Н.А., и др. Теоретические основы интерпретации наблюдений в методе вызванной поляризации. – Л.: Недра, 1966. – 204 с.

50. Комаров В.А., Шубникова К.Г. О связи временных параметров вызванной поляризации с размером поляризуемых тел // Методы разведочной геофизики. – Вып 26. Электроразведка, 1976. – С. 109 – 114 (Труды НПО "Геофизика").

51. Комаров В.А., Иоффе Л.М. Метод вызванной поляризации (Методические указания) // Обмен опытом, 1959. – Вып. 20. – 84 с. (ОНТИ).

52. Комаров В.А., Пишпарева Н.А. Экспериментальные данные о вызванной поляризации электронных проводников // Методика и техника разведки. –1965. –№ 49. – С. 7 – 27 (ОНТИ ВИТР).

53. Комаров В.А., Шаповалов О.М. Методика моделирования полей вызванной поляризации рудных тел // Методика и техника разведки. –1965. –№ 49. – С. 79–90 (ОНТИ ВИТР).

54. Комаров В.А. Временные характеристики вызванной поляризации // Методика и техника разведки. –1965. № 49. – С. 29–62 (ОНТИ ВИТР).

55. Комаров В.А. О связи вызванной поляризации, создаваемой постоянным и переменным током // Методика и техника разведки. –1967. –№ 59. – С. 105–115 (ОНТИ ВИТР).

56. Комаров В.А., Попов И.И. Принципы выделения локальных аномалий в обстановке сложных полей вызванной поляризации // Методика и техника разведки. –1967. –№ 59. – С. 30–38 (ОНТИ ВИТР).

57. *Комаров В.А.* Методика изучения поляризуемости образцов горных пород // Обмен опытом. –1962. – Вып. 56. – 35 с. (ОНИ ВИТР).

58. *Комаров С.Г.* О применении вызванных потенциалов для оценки коллекторских свойств пластов // Прикл. Геофизика. –1958. –Вып. 21. – С. 197.

59. *Комаров С.Г., Котов П.Т.* Об определении проницаемости пластов по вызванным потенциалам // Прикл. геофизика, 1964, вып. 40. – С. 163 – 173.

60. *Комаров С.Г.* Техника промысловой геофизики. – М.: Гостоптехиздат, 1957. – 562 с.

61. *Кондратенко А.Ф., Шайдулов Г.Я.* Аппаратура для работ методом вызванной поляризации с использованием постоянного и переменного тока // Геофиз. аппаратура, 1968, вып. 37, С. 51 – 56.

62. *Кондратенко А.Ф., Шайдулов Г.Я.* Комплексный электроразведочный прибор КЭП-М // Геофиз. Аппаратура. –1968. – Вып. 37. – С. 37–43.

63. *Кормильцев В.В.* Переходные процессы при вызванной поляризации. Теория и применение в геофизике. – М.: Наука, 1980. – 112 с.

64. *Кормильцев В.В., Сидоров В.А.* Метод вызванной поляризации и его место в комплексе методов при поисках колчеданных руд в Оренбургской области // В кн.: Применение метода вызванной поляризации при поисках рудных месторождений. – М.: Недра, 1964. – С. 66–73.

65. *Кормильцев В.В., Улитин Р.В.* Переходные процессы при вызванной поляризации пирита // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. –1966 –№ 7. – С. 71.

66. *Корыта И., Дворжак И., Богачкова В.* Электрохимия: Пер. с чешск. / Под ред. В.С. Багоцкого. – М.: Мир, 1977. – 472 с.

67. *Краев А.П.* Основы геоэлектрики. – Л.: Недра, 1965. – 587 с.

68. *Куликов А.В., Шемякин Е.А.* Электроразведка фазовым методом вызванной поляризации. – М.: Недра, 1978. – 157 с.

69. *Кудымов Б.Я., Котов П.Т.* Сравнительные исследования вызванной поляризации осадочных горных пород // Прикл. Геофизика. –1957. – Вып. 16. – С. 213–226.

70. *Кузьмина Э.Н.* К вопросу о знаке потенциала вызванной поляризации ионно-проводящих пород // Геофиз. Исследования. –1964. –№ 1. – С. 138–141.

71. Кузьмина Э.Н., Огильви А.А. О возможности использования метода вызванных потенциалов для изучения подземных вод // Развед. геофизика. 1965. Вып. 9. – С. 47–59.
72. Кушнир Ф.В., Савенко В.Г. Электрорадиоизмерения. – Л.: Энергия, 1975. – 367 с.
73. Лейбман М.Е. Импульсная техника. – М.: Гостехиздат, 1960. – 208 с.
74. Липская А. Э., Ряполова В. А. Метод вызванных потенциалов // Тр. произв. и науч.- исслед. ин-та по инж. изысканиям в стр.-ве Гостроя СССР. № 1. – С. 60–64.
75. Маркушин Я.В., Борцов В.Д., Ткаченко Г.Г. О поляризуемости горных пород, содержащих ферромагнитные минералы // Разведка и охрана недр. 1967. № 6. – С. 29–34.
76. Маркушин Я.В., Нахтигаль Г.П., Ткаченко Г.Г. О характере региональных полей вызванной поляризации в Восточном Казахстане // Методика и техника разведки. –1967. –№ 59. – С. 23–29 (ОНТИ ВИТР).
77. Мельников В.П. Электрофизические исследования мёрзлых пород. – Новосибирск: Наука, 1977. – 161 с.
78. Михайлов Г.Н., Юргенс И.Р., Яговкин Б.В. Руководство по методу вызванной поляризации. – Л.: Недра, 1973. – 166 с.
79. Милн В.Э. Численный анализ. – М.: Изд-во ин. лит-ры, 1951. – 291 с.
80. Моисеев В.С. Метод вызванной поляризации при поисках нефтеперспективных площадей. – Новосибирск: Наука, 2002. – 136 с.
81. Нейман Л.Р. и Калантаров П.Л. Теоретические основы электротехники. Т. II. – М. – Л.: Госэнергоиздат, 1959. – 444 с.
82. Непомнящих А.А. Интерпретация геофизических аномалий. – Л.: Недра, 1964. – 284 с.
83. Нечаева Г.П. Некоторые результаты измерения поляризуемости образцов горных пород // Геофиз. Исследования. –1964. –№ 1. –С. 52–58.
84. Нечаева Г.П. Зависимость вызванной поляризации от времени пропускания тока как характеристика среды // Вестн. Моск. ун-та. Сер. Геология. –1965. – № 3. – С. 83–86.
85. Нечаева Г.П. Результаты изучения временных характеристик вызванной поляризации // Вестн. Моск. ун-та. Сер. Геология. –1966. –№ 5. – С. 106–110.

86. *Овчинников И.К., Жаворонкова В.В., Кормильцев В.В.* Характер поляризации основных природных сульфидов // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1968. – № 3. – С. 95–101.
87. *Орешкин П.Т.* Физика полупроводников и диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1977. – 448 с.
88. *Пархоменко Э.И.* Электрические свойства горных пород. – М.: Наука, 1965. – С. 158–212.
89. *Пельдяков И.С.* Геология месторождений ископаемых углей. – М.: Углетехиздат, 1954. – 273 с.
90. *Перельман А.И.* Геохимия. – М.: Высшая школа, 1989. – 528 с.
91. *Поляков А.С.* К вопросу о вызванных электрических потенциалах в горных породах // В кн.: Геофизические методы поисков полезных ископаемых. – Л.: Госгеолиздат, 1951. – С. 31–39.
92. *Постельников А.Ф.* К вопросу о природе вызванной поляризации в осадочных породах // Изв. вузов. Сер. Геология и разведка. – 1959. – № 2. – С. 126–136.
93. *Постельников А.Ф., Зив Л.А.* Поляризуемость образцов с рассеянной вкрапленностью частиц с электронной проводимостью // Тр. ЦНИИГРИ, 1964. – Вып. 59. – С. 153–164.
94. Применение временных характеристик ранней стадии вызванной поляризации при поисках сульфидных месторождений / *А.П. Карасев, Р.С. Сейфуллин, и др.* – М.: Недра, 1973. – 129 с.
95. *Рокитянский И. И.* Лабораторное изучение вызванной поляризации осадочных пород // Изв. АН СССР. Сер. Геофизика. – 1957. – № 2. – С. 217.
96. *Романов В.А.* Теория ошибок и способ наименьших квадратов. – М.: Углетехиздат, 1952. – 367 с.
97. *Ротинян А.Л., Тихонов К.И., Шошина И.А.* Теоретическая электрохимия. – Л.: Химия, 1981. – 423 с.
98. *Рысс Ю.С.* Экспериментальные исследования вызванной поляризации электронных и ионных проводников // В кн.: Вопросы рудной геофизики. – Л.: Госгеолтехиздат, 1957. – С. 120 – 127 (Труды ВИТР).
99. *Рысс Ю.С.* Геоэлектрохимические методы разведки. – Л.: Недра, 1983. – С. 29–39.
100. *Ряполова В. А.* Опыт применения метода вызванной поляризации при инженерно-геологических исследованиях // Тр. Всесоюз. на-

уч.-исслед. ин-та гидрогеологии и инженерн. геологии, 1967. Вып. 5. – С. 104–111.

101. *Саковцев Г.П.* О применимости метода вызванных потенциалов при поисках колчеданных месторождений // Сб. статей по геофизическим методам разведки. – М.: Госгеолтехиздат, 1955. – С. 26–37 (Труды Свердл. горн. ин-та).

102. *Сауков А.А.* Геохимические методы поисков месторождений полезных ископаемых. – М.: Изд.-во МГУ, 1963. – 248 с.

103. *Сафронов Н.И.* Основы геохимических методов поисков рудных месторождений. – Л.: Недра, 1971. – 216 с.

104. *Свешников Г.Б.* Электрохимические процессы на сульфидных месторождениях. – Л.: Изд.-во Ленингр. ун-та, 1967. – 160 с.

105. *Семенов А.С.* Электроразведка методом естественного электрического поля. 2-е изд. перераб. и доп. – Л.: Недра, 1974. – 391 с.

106. *Сейфуллин Р.С., Снижевская Н.А., Топоркова С.П.* Опыт картирования золото-сульфидных рудных полей // Разведка и охрана недр. 1977. – № 1. – С. 38–42.

107. *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков (область слабых полей). – М. – Л.: Гостехиздат, 1949. – 397 с.

108. *Скорчелетти В.В.* Теоретическая электрохимия. – 4-е изд. – Л.: Химия, 1974. – 567 с.

109. *Смирнов В.И.* Курс высшей математики. – Т. 3. Ч. 1. – М. – Л.: Гостехтеориздат, 1949. – 335 с.

110. *Смирнов В.И.* Геология полезных ископаемых. – М.: Недра, 1982. – 669 с.

111. Современные аспекты электрохимии: Пер. с англ. / Под ред. *Я.М. Колотыркина.* – М.: Мир, 1967. – 510.

112. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов / *И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев.* – М.: Наука, 1981. – 720 с.

113. Справочник по электрохимии / Под ред. *А.М. Сухотина.* – Л.: Химия, 1981. – 488 с.

114. *Степанов В.В.* Курс дифференциальных уравнений. – М. – Л.: Гостехиздат, 1950. – 467 с.

115. *Стеценко В.П.* Свинцово-цинковые месторождения Южного Казахстана. – М.: Недра, 1979. – 167 с.

116. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. – М.: Гостехиздат, 1956. – 620 с.

117. *Тихонов А.Н.* О становлении электрического тока в однородном проводящем пространстве // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геоф. –1946. –№ 3. – С. 30–53.
118. *Трепвел Б.* Хемосорбция: Пер. с англ. / Под ред. Я.М. Колотыркина. – М.: Изд-во ин. лит-ры, 1958. – 267 с.
119. Фазовые измерения в методе ВП на переменном токе: Метод. пособие /*А.В. Куликов, В.Д. Жильников и др.* Алма-Ата: Изд-во Казфилиала ВИРГ, 1975. – 126 с.
120. *Феттер К.* Электрохимическая кинетика: Пер. с нем. /Под ред. Я.М. Колотыркина. – М.: Химия, 1967. – 856 с.
121. Физический энциклопедический словарь. Т. 1. – М.: Сов. Энцикл., 1960. – С. 332–338.
122. *Филиппов А.Г.* Усилители постоянного тока // В кн. Полупроводниковая электроника. – М. – Л.: Госэнергоиздат, 1959. – С. 117.
123. *Фихтенгольц Г.М.* Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 1. – М. – Л.: Гостехиздат, 1949. – 690 с.
124. *Фридрихсберг Д.А.* Исследование связи явления вызванной поляризации с электрокинетическими свойствами капиллярных систем // Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. физики и химии. –1961. – № 4. – С. 57–69.
125. *Фрумкин А.Н.* Адсорбция и окислительные процессы. – М.: Изд-во АН СССР, 1951. – 281 с.
126. *Цейтлин Л.А.* Индуктивности проводов и контуров. – М.: Госэнергоиздат, 1950. – 152 с.
127. *Шаповалов О.М.* Некоторые результаты модельных исследований по методу вызванной поляризации // Методика и техника разведки. –1965. –№ 49. –С. 91–107 (ОНТИ ВИТР).
128. *Шейнманн С. М.* Современные физические основы теории электроразведки. – Л.: Недра, 1969. – 224 с.
129. *Шейнманн С.М.* Об установлении электромагнитных полей в земле. // Прикладная геофизика. Вып. 3. 1947. –С. 3–35.
130. *Шлюмберже К.О.* О вызванной поляризации в скважинах // Каротаж, различные операции в скважинах. Вып. 6. –1934, – С. 64–77.
131. *Шуй Р. Т.* Полупроводниковые рудные минералы: Пер с англ. /Под ред. П. Л. Смолянского и В. А. Черепанова. – Л.: Недра, 1979. – 288 с.

132. Электромагнитные методы разведки в рудной геофизике / Б.С. Светов, А.Д. Петровский и др. – М.: Недра, 1966. – 307 с.

133. Якубовский Ю.В. Индуктивный метод электроразведки – М.: Госгеолтехиздат, 1963. – 211 с.

134. Яновский Б.М. Земной магнетизм. – Т. II. Теоретические основы магнитометрического метода исследования земной коры и геомагнитные измерения. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1963. – 462 с.

135. *Anderson L., Keller G. A. A study in inductd polarization // Geophys. prosp., 1964, v. 29 N 5. – P. 848 – 864.*

136. *Bacon L. Induced polarization logging in the search for native copper // Geophysics, 1965, vol. 30, N 2. P. 246 – 256.*

137. *Baldwin R.W. Overvoltage field results // Overvoltage uesearch and geophysical applications. – Ld. – N. – Y.: Pergamon Press, 1959. – P. 115 – 124.*

138. *Baldwin R.A decade of devolopment in overvoltage surveying // Min. Engng., 1959, v. 11, N 3. – P. 307 – 314.*

139. Bertin J., Loeb J. Experimtnal and theoretical aspects of induced polarization. V. 1. Presentation and application of the IP method case histories by J. Bertin. – Stuttgart: Gebruder Borntraeger, 1976. – 250 p.

140. Bleil D. Induced polarization: a method of geophysical prospecting *Geophys., 1953, v 23, N 3. – P. 636 – 661.*

141. Collett L. S. Laboratory investigation of overvoltage // *Overvoltage research and geophysical applications. – Ld. – N. – Y.: Pergamon Press, 1959. – P. 50 – 70.*

142. Frische R. Buttlar H. A. A theoretical stady of induced electrical polarization // *Geophys., 1957, v. 22 N 3. – P 688 – 706.*

143. Hallof P. Recent field applications of the variable frequency IP method // *Proc. Geol. Assoc. Canada, 1963, v. 15. – Toronto. – P. 91–111.*

144. Hallof P. A comparison of the various parameters employed in the variable – frequency induced polarization method // *Geophys., 1964, v. 29 N 3. – P. 425.*

145. Henkel., Van-Nostrand R. Experimtns in induced polarization // *Min. Engng., 1957, v. 9, N 3. – P. 355 – 359.*

146. Marshall D., Madden T. Induced polarization, a stady of its causes // *Geophys., 1959, v. 24, N 4. – P. 790 – 816.*

147. Nabighian M., Elliot C. Negative induced – polarization effect from layered media // *Geophys., 1976, v. 41, N 6a. – P. 1236 – 1255.*

148. Prospecting for ground water by induced electrical polarization / V. Vacquier, C. Holmes, P. Kintzinger, M. Lavergne // Geophys., 1957, v. 22, N 3. – P. 16 – 67.

149. Shillinger A. Calumet successfully uses IP probe underground to boost ore discoveries // Min. Engng., 1964, v. 16, N 11. – P. 83 – 88.

150. Seigel H. Mathematical formulation and type curves for induced polarization // Geophys., 1959, v. 24, N 3. – P. 547 – 565.

151. Wait J. Discussion on "A theoretical study of induced electrical polarization" // Geophys., 1958, v. 23, N 1. – P. 144 – 153.

152. Zonge K., Sauck W., Sumner J. Comparison of time, frequency and phase measurements in induced polarization Geophys. prosp., 1972, v. 20, N 3. – P. 628 – 648.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	3
ВВЕДЕНИЕ.....	5
Часть первая. ОСНОВЫ ТЕОРИИ.....	8
1. ОСНОВАНИЯ ТЕОРИИ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИРОДНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И ИОННЫХ ПРОВОДНИКОВ	8
1.1. Общие положения теории вызванной поляризации электрон- ных проводников.....	8
1.2. Геоэлектрические условия поляризации природных элек- тронных проводников.....	13
1.3. Основные компоненты вызванной поляризации электронных проводников.....	16
2. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОВОДНИКОВ.....	22
2.1. Становление и спад поляризации перехода.....	22
2.1.1. Время становления поляризующего поля E_0	22
2.1.2. Время становления электрической поляризации.....	23
2.1.3. Электрическое поле в двойном слое.....	25
2.1.4. Уравнение становления и спада поляризации перехода.....	32
2.2. Электрическое поле вызванной поляризации локальных элек- тронных проводников.....	38
2.3. Вызванная поляризация электронных проводников при пере- менном токе	45
3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОВОДНИКОВ В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ.....	51
3.1. Временные и пространственные изменения вектора поляри- зации электронно-проводящих тел.....	51
3.2. Становление и спад аномального поля вызванной поляризации	54
3.3. Зависимость становления и спада вызванной поляризации электронно-проводящего объекта от его электрохимических свойств и свойств вмещающей среды.....	59
3.4. Зависимость становления и спада вызванной поляризации от формы, размеров и структуры электронно-проводящего объекта..	63
3.5. Влияние концентрации и природы ионов в растворе на про- цесс вызванной поляризации электронных проводников.....	66

3.6. Зависимость вызванной поляризации от напряженности поляризующего электрического поля.....	68
3.7. Зависимость вызванной поляризации от сопротивлений электронного проводника и вмещающей среды.....	68
3.8. Особенности аномальных эффектов вызванной поляризации при переменном токе.....	69
4. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИОННО-ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ.....	73
4.1. Поляризация токовых электродов.....	74
4.2. Диффузионная поляризация однородной среды.....	80
4.3. Уравнения поля вызванной поляризации в ионно-проводящей среде.....	85
4.3.1. Уравнения поля в однородной среде.....	85
4.3.2. Особенности поля ВП в неоднородной ионно-проводящей среде.....	89
5. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПОЛЯ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИОННО-ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ.....	92
5.1. Компоненты поля.....	92
5.2. Становление и спад поля.....	97
5.3. Особенности электрического поля вызванной поляризации в неоднородной по сопротивлению ионно-проводящей среде.....	110
Часть вторая. МЕТОДИКА.....	115
6. РАЗДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ ВЫЗВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ.....	115
6.1. Физико-химические основания разделения полей ВП.....	115
6.2. Основные принципы разделения полей вызванной поляризации на основе закономерностей их спада во времени.....	117
6.3. Примеры разделения полей вызванной поляризации.....	121
6.3.1. Примеры по результатам моделирования.....	121
6.3.2. Полевые примеры.....	123
7. МЕТОДИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ИЗМЕРЕНИЙ.....	136
7.1. Интервал времени регистрации разности потенциалов ВП.....	136
7.2. Длительность становления вызванной поляризации среды.....	139
7.3. Разнос токовых электродов.....	143
7.4. Разнос приёмной линии.....	145
7.5. Особенности техники измерений.....	146

Часть третья. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ.....	150
8. ПРИНЦИПЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ АНОМАЛИЙ ВП.....	150
8.1. Общие положения.....	150
8.2. Основные принципы интерпретации аномалий ВП электронных проводников при однородном поляризующем поле.....	158
8.3. Особенности интерпретации фазовых аномалий ВП.....	160
8.4. Анализ кривых спада ВП.....	163
8.5. Количественная характеристика переходного процесса ВП....	169
8.5.1. Способы определения характеристических параметров по аномальным кривым спада ВП.....	169
8.5.2. Погрешности определения параметров спада ВП.....	170
8.5.3. Переход от параметров спада ВП к электрохимической характеристике электронного проводника – плотности тока обмена	173
8.6. Учёт влияния факторов, осложняющих определение параметров электронно-проводящих объектов по данным регистрации поля ВП.....	175
Часть четвёртая. РЕШЕНИЕ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ МЕТОДОМ ВП.....	178
9. ПОИСКИ РУДНЫХ ТЕЛ.....	178
9.1. Необходимые методические условия.....	178
9.2. Примеры применения метода для выявления рудных тел.....	182
9.2.1. Орловское колчеданно-полиметаллическое месторождение на Рудном Алтае.....	182
9.2.2. Месторождение меди Кельтишат в Джунгарии.....	184
9.2.3. Свинцово-цинковое месторождение Актюбе в Джунгарии...	185
9.2.4. Свинцово-цинковое рудопроявление Кюелы в Джунгарии...	187
9.2.5. Брусиловское проявление золота в Северном Казахстане....	189
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	196
Приложение 1.	
КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О МАКЕТЕ АППАРАТУРЫ ВП–РС – 0.02	198
Приложение 2.	
ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ при разделении полей вызванной поляризации.....	200
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	203

Учебное издание

Владимир Григорьевич Бреславцев

**ВЫЗВАННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РУДНЫХ ТЕЛ
ПОЛИМЕТАЛЛОВ И ЗОЛОТА**

Учебное пособие

Нач. РО ИИЦ	<i>З. Губайдулина</i>
Редактор	<i>З. Губайдулина</i>
Компьютерная верстка	<i>Л. Касжанова</i>

Подписано в печать 20.06.12

Бумага типографская №1. Формат 60 x 84 1/16. Усл. п.л. 12,5. Уч.-изд. л. 13,5
Тираж 300 экз. Заказ № _____ Цена договорная.

Издание Казахского национального технического университета
имени К.И. Сатпаева

Информационно-издательский центр КазНТУ, г. Алматы, ул. Сатпаева, 22

ISBN 978-601-228-368-6

