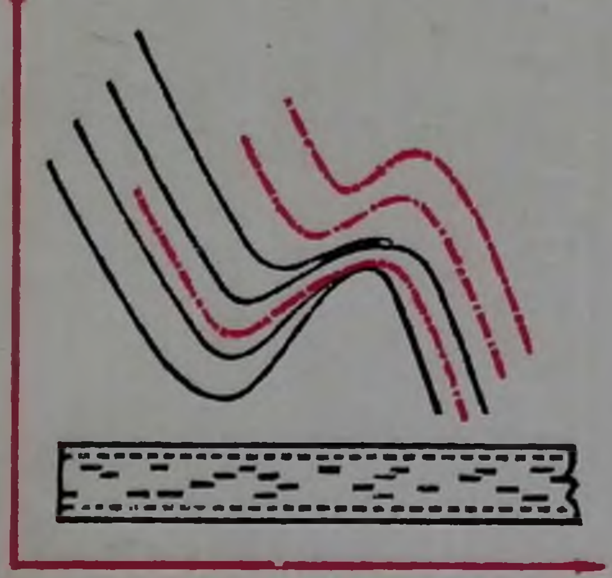
Б.К. Матвеев

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ



Книга должна быть возвращена
не позже указанного здесь срока

Количество предыдущих выдач	
4 / IX 350	

1974 г. Тираж 5000 экз. Зак № 2583

Б. К. Матвеев

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НЕДРА»
Москва · 1974

УДК 550.837

Матвеев Б. К. Интерпретация электромагнитных зондирований. М., «Недра», 1974, 232 с.

В книге изложены основы теории и современные алгоритмы качественной и количественной интерпретации результатов электромагнитных зондирований (ВЭЗ, ДЭЗ, МТЗ, ЧЗ, ЗС и ЗСБЗ). Рассмотрены вопросы связи кажущихся сопротивлений с параметрами среды и асимптотика кривых электромагнитного зондирования. Дана обобщенная трактовка принципа эквивалентности. Описаны новые способы графического построения кривых кажущегося сопротивления, приемы качественного истолкования полевых материалов, палеточные, численные и машинные способы количественной интерпретации полученных результатов. Показаны пути усовершенствования рассматриваемых способов и основные тенденции в развитии методики интерпретации.

Книга предназначена для инженеров-геофизиков. Она может быть полезна также студентам геофизической специальности вузов.

Табл. 14, ил. 56, список лит. — 158 назв.

М $\frac{20804-225}{043(01)-74}$ 155—74

Борис Константинович Матвеев

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЗОНДИРОВАНИЙ

Редактор издательства *Ф. Н. Чумакова* Технический редактор *О. Ю. Трепенок*
Переплет художника *Б. С. Смелякова* Корректор *М. А. Курылева*

Сдано в набор 24/I 1974 г. Подписано в печать 12/V 1974 г. Т-10009.
Формат 60 × 90¹/₁₆. Бумага № 2. Печ. л. 14,5. Уч.-изд. л. 15,0. Тираж 1900 экз.
Заказ № 808/3841—3. Цена 1 р. 71 к.

Издательство «Недра», 103633, Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19.
Ленинградская типография № 6 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 196006, г. Ленинград, Московский пр., 91.

Моему учителю
Александру Игнатьевичу
ЗАБОРОВСКОМУ
с глубокой признательностью
посвящаю

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные зондирования входят в комплекс геофизических методов, предназначенных для изучения строения земной коры и верхней мантии. В отличие от бурения проникающим в глубь «инструментом» служит естественное или искусственно созданное в Земле электромагнитное поле. Обладая большой проникающей способностью, оно достигает глубоких горизонтов и «выносит» на поверхность Земли информацию об изменении электропроводности земных слоев по вертикали и последовательности их залегания. Расшифровка и истолкование этой информации с целью решения конкретных геологопоисковых и разведочных задач составляют предмет интерпретации электромагнитных зондирований.

Существуют два принципа электромагнитного зондирования (Ваньян, 1965): геометрический и индукционный. В первом из них глубина проникновения электрического тока регулируется расстоянием от источника поля до приемника (разносом). Второй принцип основан на явлении скин-эффекта, согласно которому глубина проникновения вихревого переменного электрического тока в проводнике (Земле) регулируется частотой изменения поля. При импульсном возбуждении нестационарного поля частота автоматически изменяется с течением времени от очень высоких значений (в момент включения или выключения импульса) до инфранизких.

В зависимости от принципа зондирования различают две группы методов. В первую из них входят преимущественно электрические методы, основанные на использовании постоянного тока: вертикальное электрическое зондирование (ВЭЗ), дипольное электрическое зондирование (ДЭЗ), зондирование по способу вычитания полей, потенциальное или ортогональное зондирование и др. Вторую группу составляют индукционные методы: частотное зондирование (ЧЗ), магнитотеллурическое зондирование (МТЗ), зондирование по методу становления поля (ЗС) в дальней и ближней зонах. Разрабатываются различные модификации глобального частотного электромагнитного зондирования. В настоящей работе рассмотрены лишь те методы, которые используют в практике разведочной геофизики.

Электромагнитные зондирования применяют для регионального картирования, структурных исследований, в частности, при поисках нефти и газа, крупномасштабном геологическом картировании, поисках и разведке рудных и нерудных полезных ископаемых, а также при инженерно-геологических и гидрогеологических изысканиях.

Материалы полевых наблюдений оформляют единообразно. По данным измерений элементов поля на поверхности Земли вычисляют кажущееся удельное электрическое сопротивление. В частотных методах кроме этого определяют фазовый сдвиг между измеряемыми компонентами поля. Величина кажущегося удельного сопротивления и фаза тесно связаны с геоэлектрическими характеристиками среды: мощностями и средними удельными электрическими сопротивлениями пластов, что и служит предпосылкой для применения электромагнитного метода исследования.

Результаты обработки изображают в виде графиков зависимости кажущегося удельного сопротивления (или фазы) от действующего расстояния: разноса в методах ВЭЗ и ДЭЗ, длины волны в методах ЧЗ и МТЗ и параметра становления в методах ЗС. Эта зависимость имеет вид кривой, качественно отображающей изменение электропроводности с глубиной. Кривые зондирования, или кажущегося сопротивления, как их часто называют, служат основным исходным материалом для интерпретации.

В процессе интерпретации составляют различные карты, разрезы, корреляционные зависимости измеренных величин и другие вспомогательные графики. Предварительному качественному истолкованию полученных материалов уделяется в настоящее время серьезное внимание. Результаты отдельного зондирования интерпретируют с учетом качественного анализа всех материалов профиля или площади. Количественные характеристики разреза: мощности и удельные электрические сопротивления пластов определяют с помощью палеток, численными приемами и по специальным программам на электронных вычислительных машинах. Приемы количественной интерпретации разработаны на основе решения прямой и обратной задач электроразведки. Прямой задачей называют расчет электромагнитного поля для заданной модели среды при известном расположении источников поля. Обратной задачей — восстановление внутренней структуры модели среды по результатам измерений элементов электромагнитного поля на ее поверхности. Прямые задачи решены для сравнительно большого, хотя и ограниченного, класса моделей. Наряду с математическими приемами широко используют физическое моделирование. Обратная задача строго решена только для горизонтально-слоистой модели среды.

Обратные геофизические задачи в большинстве своем относятся к классу некорректно поставленных задач. В силу неизбежных ошибок измерений результат интерпретации может быть либо верным, либо неверным. О таких решениях принято говорить, что они неустойчивы. Для повышения устойчивости применяют различные способы регуляризации, т. е. выделение регулярной части информации на фоне помех. В настоящее время под руководством академика А. Н. Тихонова разрабатывают приемы надежной регуляризации исходных геофизических данных при обработке их на ЭВМ.

Интерпретацию результатов зондирования обычно выполняют в два этапа. На первом этапе почти полностью абстрагируются от объекта исследования. Для обработки поступившей информации применяют теоретически обоснованные численные и графические приемы, например палетки, физическое и математическое моделирование, надежные программы решения прямой и обратной задач на ЭВМ. В результате геофизической трактовки полученных материалов составляют геоэлектрическую модель среды. Она будет тем ближе к истинной, чем точнее исходные данные, больше плотность наблюдений и контрастнее различия в электрических свойствах горных пород разреза. Априорные сведения об этих свойствах существенно обогащают результаты.

На втором этапе геофизическую модель «наполняют» геологическим содержанием. Отмеченные аномалии и структуры согласовывают с геологическими данными, а электрические границы раздела привязывают к известным стратиграфическим горизонтам. Здесь уже трудно сформулировать общие правила и приемы. Они диктуются конкретной обстановкой и весьма разнообразны. В книге Е. Н. Каленова (1970) подробно описаны примеры применения электромагнитных зондирований и их геологическая эффективность на материале исследования большого региона с разнообразными геоэлектрическими условиями.

В настоящей монографии описаны главным образом те способы и алгоритмы, которые применяют на первом этапе. Монография составлена в форме методического пособия, адресованного инженерам-геофизикам и студентам вузов, специализирующимся по электроразведке.

Внимательный читатель заметит, вероятно, какие-то упущения. Автор с благодарностью примет все замечания и пожелания. Их можно направлять по адресу: 614022, г. Пермь, ГСП, ул. Букирева, д. 15. Пермский университет, или 103633, Москва, Третьяковский пр., д. 1/19, издательство «Недра».

Автор выражает искреннюю признательность профессорам А. И. Заборовскому, А. А. Огильви, Л. Л. Ваньяну, А. В. Вешеву и М. Н. Бердичевскому за консультации, поддержку в работе и критические замечания, высказанные на разных стадиях обсуждения материала. За помощь в подготовке рукописи к опубликованию автор глубоко благодарен своим коллегам по Пермскому университету В. П. Колесникову, вместе с которым написаны § 41 и 42, А. П. Быстрых и Л. А. Витпс.

ГЛАВА 1

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Теоретической основой методики интерпретации является решение прямой задачи. Прямые задачи для методов ВЭЗ и ДЭЗ рассмотрены в работах В. Р. Бурсиана (1972), А. И. Заборовского (1963) и Л. М. Альпина (1950). Впоследствии решения были усовершенствованы советскими и зарубежными исследователями. Прямые задачи в электроразведке переменным током решены: для МТЗ — А. Н. Тихоновым (1950), Л. Каньяром (1953), В. И. Дмитриевым (1969), М. Н. Бердичевским (1968), Л. Л. Ваньяном (1965) и др., для ЧЗ и ЗС — А. Н. Тихоновым, О. А. Скугаревской, Д. Н. Шахсуваровым (1946, 1956, 1959, 1964), С. М. Шейнманом (1948), Л. Л. Ваньяном (1957, 1965, 1966), Д. Н. Четаевым (1962), Л. В. Гасаненко и А. П. Краевым (1965), А. А. Кауфманом и Г. М. Морозовой (1970). Основы теории распространения постоянных и переменных электромагнитных полей в Земле были заложены ранее в классических трудах советских геофизиков: В. А. Фока, В. Р. Бурсиана (1972), А. И. Заборовского (1960, 1963), А. П.Краева (1965).

Используя известные решения, рассмотрим закономерности поведения кажущегося удельного электрического сопротивления в случае горизонтально-слоистой модели среды.

§ 1. ФОРМУЛЫ ДЛЯ КАЖУЩЕГОСЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Потенциал точечного источника на поверхности слоистого полупространства, состоящего из однородных изотропных (или анизотропных) пластов с горизонтальными границами раздела (рис. 1), представляет собой, как известно, одно из решений уравнений Лапласа $\Delta U = 0$ и в общем виде записывается в интегральной форме

$$U_1(r) = q_1 \left\{ \frac{1}{r} + \int_0^\infty [R_1(m) - 1]\, J_0(mr)\, dm \right\}, \qquad (1)$$

где $U_1(r)$ — потенциал на расстоянии r от источника; $q_1 = I\rho_1/2\pi$ — коэффициент эмиссии тока; I — сила тока; ρ_1 — удельное сопротивление первого слоя; $J_0(mr)$ — функция Бесселя от действительного аргумента нулевого порядка; m — переменная интегрирования, имеющая смысл пространственной частоты (Страттон, 1948); $R_1(m)$ — функция влияния среды, зависящая от m, мощностей h_p и удельных сопротивлений ρ_p пластов и последовательности их залегания в разрезе; $p = 1, 2, 3, \ldots$. Она определена на кровле первого слоя.

Потенциал диполя длиной L определяется как первая производная от потенциала точечного источника по оси диполя, взятая со знаком минус и умноженная на длину диполя (Заборовский, 1963).

$$U_{д} = -\frac{\partial U_1}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial L}L = q_1 L\cos\theta\left\{\frac{1}{r} + \int\limits_0^\infty [R_1(m) - 1]\, mJ_1(mr)\, dm\right\}, \qquad (2)$$

где θ — азимутальный угол между направлением r на точку наблюдения и осью диполя.

Составляющие напряженности электрического поля точечного источника и диполя находят путем дифференцирования

$$E = -\frac{\partial U}{\partial r}; \quad E_\theta = \frac{\partial U_{д}}{r\,\partial\theta} = -\frac{L\sin\theta}{r}\cdot\frac{\partial U_1}{\partial r};$$

$$E_r = -\frac{\partial U_{д}}{\partial r} = L\cos\theta\frac{\partial^2 U_1}{\partial r^2};$$

$$E_x = -\frac{\partial U_{д}}{\partial x} = L\cos\theta\frac{\partial^2 U_1}{\partial r\,\partial x};$$

$$E_y = -\frac{\partial U_{д}}{\partial y} = L\cos\theta\frac{\partial^2 U_1}{\partial r\,\partial y},$$

где индексами θ, r, x и y обозначены компоненты поля соответственно для азимутальной, радиальной, параллельной и перпендикулярной установок.

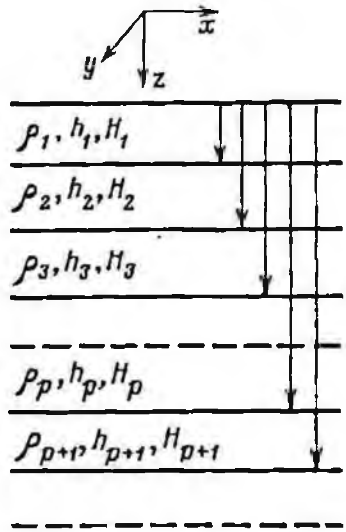


Рис. 1. Модель горизонтально-слоистой среды

В однородном полупространстве с удельным сопротивлением ρ_1

$$U_1^0 = \frac{q_1}{r}; \quad E^0 = -\frac{\partial U_1^0}{\partial r} = \frac{q_1}{r^2}; \quad E_\theta^0 = -\frac{L\sin\theta}{r}\cdot\frac{\partial U_1^0}{\partial r} = \frac{q_1 L\sin\theta}{r^3};$$

$$E_r^0 = L\cos\theta\frac{\partial^2 U_1^0}{\partial r^2} = \frac{2q_1 L\cos\theta}{r^3}; \quad E_x^0 = L\cos\theta\frac{\partial^2 U_1^0}{\partial r\,\partial x} = \frac{q_1 L(3\cos^2\theta - 1)}{r^3};$$

$$E_y^0 = L\cos\theta\frac{\partial^2 U_1^0}{\partial r\,\partial y} = \frac{3q_1 L\cos\theta\sin\theta}{r^3}.$$

Кажущееся сопротивление определяют как отношение аномальных компонентов поля, измеренных на поверхности слоистой среды, к напряженности поля в однородном полупространстве

$$\frac{\rho_к}{\rho_1} = \frac{E}{E^0}. \qquad (3)$$

После дифференцирования и соответствующих преобразований формулы для кажущегося сопротивления можно записать в интегральной замкнутой форме

$$\rho_к(r) = \rho_1 \left[1 + r^2 \int_0^\infty \overline{R}_1(m) J_1(mr) m \, dm \right]; \tag{4}$$

$$\rho_\theta(r) = \rho_1 \left[1 + r^2 \int_0^\infty \overline{R}_1(m) J_1(mr) m \, dm \right]; \tag{5}$$

$$\rho_r(r) = \rho_1 \left[1 + \frac{r^2}{2} \int_0^\infty \overline{R}_1(m) K_r(mr) m \, dm \right]; \tag{6}$$

$$\rho_x(r) = \rho_1 \left[1 + r^2 \frac{2\cos^2\theta - 1}{3\cos^2\theta - 1} \int_0^\infty \overline{R}_1(m) K_x(mr) m \, dm \right]; \tag{7}$$

$$\rho_y(r) = \rho_1 \left[1 + r^2 \frac{2}{3} \int_0^\infty \overline{R}_1(m) K_y(mr) m \, dm \right], \tag{8}$$

где $\overline{R}_1(m) = R_1(m) - 1$; $K_r(mr)$, $K_x(mr)$, $K_y(mr)$, — линейные комбинации функций Бесселя.

$$K_r(mr) = J_1(mr) - mrJ_0(mr);$$

$$K_x(mr) = J_1(mr) - \frac{mr\cos^2\theta}{2\cos^2\theta - 1} J_0(mr);$$

$$K_y(mr) = J_1(mr) - \frac{mr}{2} J_0(mr).$$

Функцию $R_1(m)$, входящую в состав подынтегральных выражений (4)—(8), можно разложить в ряд

$$R_1(m) = 1 + 2\sum_{i=1}^{\infty} q_i e^{-2imh_0}, \tag{9}$$

где h_0 — общая наибольшая мера мощностей слоев; q_i — коэффициенты эмиссии фиктивных источников, являющихся зеркальными отображениями действительного источника в плоскостях раздела (Заборовский, 1963). Если теперь подставить новое выражение функции $R_1(m)$ в формулы для потенциала и кажущегося сопротивления и воспользоваться при этом формулой Вебера — Липшица, то, в частности, получим:

$$U(r) = q_1 \left[\frac{1}{r} + 2\sum_{i=1}^{\infty} q_i \frac{1}{\sqrt{r^2 + (2ih_0)^2}} \right];$$

$$U_{\text{д}}(r)=q_1\left\{\frac{1}{r^2}+2\sum_{i=1}^{\infty}q_1\frac{r^3}{[r^2+(2ih_0)^2]^{3/2}}\right\};$$

$$\rho_{\text{к},\,\theta}(r)=\rho_1\left\{1+2\sum_{i=1}^{\infty}q_i\frac{r^3}{[r^2+(2ih_0)^2]^{3/2}}\right\}$$

Последней формулой часто пользуются при вычислении кажущихся сопротивлений. Для двухслойной среды все q_i равны постоянному числу — «коэффициенту отражения»

$$k_{1,2}=\frac{\rho_2-\rho_1}{\rho_2+\rho_1}$$

В случае многослойной среды q_i вычисляют по рекуррентным формулам (Заборовский, 1963; Kunetz, Rocroi, 1970; Mooney и др., 1966).

§ 2. ФУНКЦИЯ $R_1(m)$ И ЕЕ СВОЙСТВА

Кажущееся сопротивление в формулах (4)—(8) связано с параметрами геоэлектрического разреза посредством общей функции $R_1(m)$, которая однозначно характеризует свойства среды и не зависит от вида и размеров установки. Исследователи придавали большое значение как форме выражения этой функции, так и способам ее получения или выделения из-под знака интеграла.

В зарубежной литературе она известна под названием kernel-функции (Slichter, 1933; Pekeris, 1940; Koefoed, 1970). Некоторые авторы называли ее «функцией влияния», «ядерной функцией полного сопротивления», «трансформантой кажущегося сопротивления» (Koefoed, 1965). Все эти термины не отражают сущности функции $R_1(m)$. Она появилась как результат решения прямой задачи при известных граничных условиях, и математически представляет собой отношение потенциала к вертикальному градиенту потенциала, определенных на заданной границе при фиксированной пространственной частоте m (Ваньян и др., 1962). Функция $R_1(m)$ определяет стратиграфическую последовательность залегания горизонтальных пластов и количественно зависит от их мощности, сопротивления и пространственной частоты m. Следовательно, ее целесообразно называть пространственной характеристикой среды.

Функцию $R_1(m)$ для горизонтально-слоистого разреза, состоящего из n слоев, можно записать либо в виде степенного ряда (9) или ряда Фурье (Kunetz, Rocroi, 1970), либо в замкнутой форме (Ваньян, 1957) с помощью гиперболических функций

$$R_{1,n}(m)=\begin{matrix}\text{th}\\\text{cth}\end{matrix}\left\{mh_1+\begin{matrix}\text{Arth}\\\text{Arcth}\end{matrix}\left[\frac{\rho_2}{\rho_1}\begin{matrix}\text{th}\\\text{cth}\end{matrix}\left(mh_2+\ldots+\begin{matrix}\text{Arth}\\\text{Arcth}\end{matrix}\frac{\rho_n}{\rho_{n-1}}\right)\right]\right\},\qquad(10)$$

где $h_1 = \Lambda_1 h_{1ист}$; $h_2 = \Lambda_2 h_{2ист} \cdots$ — кажущиеся мощности; $\rho_1 = \rho_{m1} = \sqrt{\rho_{t_1}\rho_{l_1}}$; $\rho_2 = \rho_{m_2} = \sqrt{\rho_{t_2}\rho_{l_2}}, \cdots$ — средние геометрические удельные сопротивления; $\Lambda = \sqrt{\rho_t/\rho_l}$ — коэффициент анизотропии; ρ_t, ρ_l — соответственно, поперечное и продольное удельные сопротивления. Если пласты изотропны, то мощности равны истинным.

Формула (10) имеет рекуррентный характер. Каждый пласт с индексом p или $p+1$ характеризуется двухслойным элементом следующего вида:

$$R_p(m) = \frac{\text{th}}{\text{cth}}\left[mh_p + \frac{\text{Arth}}{\text{Arcth}}\frac{\rho_{p+1}}{\rho_p} R_{p+1}(m)\right]; \tag{11}$$

или

$$R_{p+1}(m) = \frac{\rho_p}{\rho_{p+1}} \frac{\text{th}}{\text{cth}}\left[-mh_p + \frac{\text{Arth}}{\text{Arcth}} R_p(m)\right]. \tag{12}$$

Рекуррентные соотношения используют в расчетах при решении прямой и обратной задач. Для удобства вычислений их преобразуют в дробные функции (Ваньян и др., 1962, Матвеев, 1970)

$$R_p(m) = \frac{1-\varphi_{p+1}(m)}{1+\varphi_{p+1}(m)}; \tag{13}$$

$$R_{p+1}(m) = \frac{\rho_p}{\rho_{p+1}} \frac{1-\psi_p(m)}{1+\psi_p(m)}, \tag{14}$$

где

$$\varphi_{p+1}(m) = \frac{1-(\rho_{p+1}/\rho_p)\,R_{p+1}(m)}{1+(\rho_{p+1}/\rho_p)\,R_{p+1}(m)}\, e^{-2mh_p};$$

$$\psi_p(m) = \frac{1-R_p(m)}{1+R_p(m)}\, e^{2mh_p}.$$

Формулы (10)—(12) удобны для качественного анализа геоэлектрического разреза. Они записаны в двухвариантной форме. Если аргумент больше единицы, то вычисляют котангенсы, меньше единицы — тангенсы. В дальнейшем при качественном анализе мы будем пользоваться одновариантной записью.

Графики функции $R_1(m)$ для двух- и трехслойных сред представлены на рис. 2 и 3. Они построены в двойном логарифмическом масштабе. По оси абсцисс отложены $\lg 1/mh_1$, по оси ординат — $\lg R_1(m)$. Графики сопоставлены с аналогичными кривыми ВЭЗ. По сравнению с ними они имеют более плавный вид, слабо дифференцированы, «вяло» отображают изменения геоэлектрических параметров. Тем не менее, на них проявляются, хотя и не так наглядно, как на кривых зондирования, все особенности геоэлектрического разреза. В асимптотической части при $1/mh_1 \to 0$ и ∞ графики $R_1(m)$ совпадают с кривыми кажущегося сопротивления. В остальных частях они расходятся. Наибольшее расхождение наблюдается в области экстремумов.

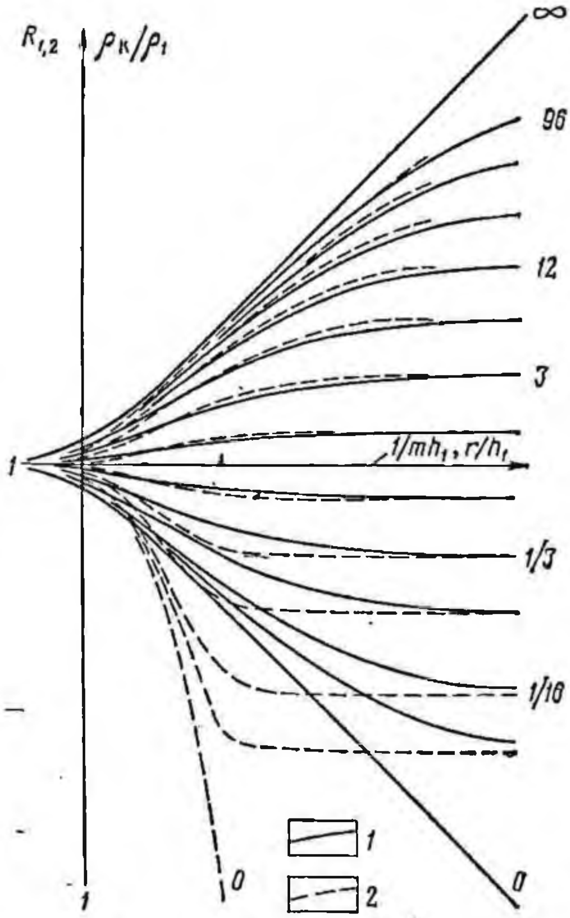


Рис. 2. Двухслойные графики функции $R_{1,2}$ (*1*) и кажущегося сопротивления (*2*).

Шифр кривых — $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$

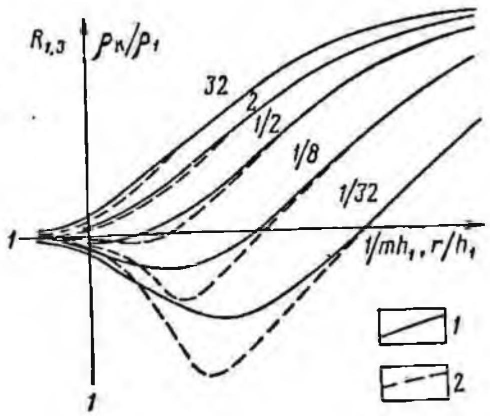


Рис. 3. Трехслойные графики функции $R_{1,3}$ (*1*) и кажущегося сопротивления (*2*).

Шифр кривых — μ_2

Обобщая асимптотические представления (Матвеев, 1964, 1970) на случай n-слойного разреза, запишем:

при $m \to 0$

$$\rho_1 R_{1,n}(m) \approx \begin{cases} \rho_n, \text{ если } \rho_n \neq \infty, & \\ \dfrac{1}{mS + \dfrac{1}{\rho_n}}, \text{ если } \rho_n \neq \infty, & (15) \\ mT + \rho_n, \text{ если } \rho_n \neq 0, & (16) \\ \dfrac{1}{mS}, \text{ если } \rho_n = \infty, & (17) \\ mT, \text{ если } \rho_n = 0; & (18) \end{cases}$$

при $m \to \infty$

$$\rho_1 R_{1,n}(m) = \rho_1. \qquad (19)$$

Здесь S — суммарная продольная проводимость; T — суммарное поперечное сопротивление.

Рассмотрим асимптотические формулы (15) и (16) для случая $\rho_n \neq \infty$:

$$\rho_1 R_{1,n}(m) \approx \frac{1}{mS + \frac{1}{\rho_n}} = \frac{\frac{1}{m}}{S + \left(\frac{1}{m} \cdot \frac{1}{\rho_n}\right)};$$

$$\rho_1 R_{1,n}\left(m\right) \approx mT + \rho_n = m\left(T + \frac{1}{m}\rho_n\right).$$

Обозначим $x = 1/m$ и $y = \rho_1 R_{1,n}(m)$. Тогда для восходящей ветви

$$y = \frac{x}{S + \frac{x}{\rho_n}},$$

для нисходящей ветви

$$y = \frac{1}{x}(T + x\rho_n).$$

Отсюда получим формулы для приближенного вычисления параметров S, T и ρ_n по координатам асимптотической ветви графика:

$$S = \frac{x}{y} - \frac{x}{\rho_n}; \quad \rho_n = \frac{x}{\frac{x}{y} - S}; \qquad (20)$$

$$T = xy - x\rho_n; \quad \rho_n = \frac{xy - T}{x}, \qquad (21)$$

а также двухточечные формулы

$$S = \frac{x_1}{y_1} \cdot \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}; \quad \rho_n = \frac{x_2 - x_1}{\frac{x_2}{y_2} - \frac{x_1}{y_1}}; \qquad (22)$$

$$T = x_1 x_2 \frac{y_1 - y_2}{x_2 - x_1}; \quad \rho_n = \frac{x_2 y_2 - x_1 y_1}{x_2 - x_1}, \qquad (23)$$

где x_1, x_2 и y_1, y_2 — соответственно, абсциссы и ординаты в асимптотической части графика.

Согласно формулам (10)—(12) функция $R_{1,n}(m)$ обладает свойством симметрии. Совокупность значений $R_{1,n}(m)$ для n-слойного разреза с удельными сопротивлениями $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \ldots, \rho_n$ равна, соответственно, совокупности $R'_{1,n}(m)$ для n-слойного разреза с обратными значениями удельных сопротивлений $1/\rho_1$, $1/\rho_2$, $1/\rho_3, \ldots, 1/\rho_n$. Так например, для трехслойной среды

$$R_{1,3}(m) = \operatorname{cth}\left[mh_1 + \operatorname{Arcth}\frac{\rho_2}{\rho_1}\operatorname{cth}\left(mh_2 + \operatorname{Arcth}\frac{\rho_3}{\rho_2}\right)\right] =$$

$$= \frac{1}{\operatorname{th}\left[mh_1 + \operatorname{Arth}\frac{\rho_1}{\rho_2}\operatorname{th}\left(mh_2 + \operatorname{Arth}\frac{\rho_2}{\rho_3}\right)\right]} = \frac{1}{R_{1,3}(m)}.$$

Для выполнения условий симметрии необходимо и достаточно, чтобы

$$h_p = h'_p \quad \text{и} \quad \rho_p = \frac{1}{\rho'_p}; \tag{24}$$

или

$$\nu_p = \nu'_p \quad \text{и} \quad \mu_p = \frac{1}{\mu'_p},$$

где $\nu_p = h_p/h_1$; $\mu_p = \rho_p/\rho_1$; $p = 1, 2, 3, \ldots, n$.

Резюмируя все сказанное выше о функции $R_1(m)$, можно сделать следующие выводы.

1. Функция $R_1(m)$ имеет смысл пространственной характеристики горизонтально-слоистого разреза. Она может быть выражена аналитически либо в виде степенного ряда (9), либо в гиперболических функциях (формулы (10)—(12)) — в виде конечной комбинации двухслойных элементов (формулы (11)—(14)). Каждый из этих элементов может быть вычислен по рекуррентным формулам. Таким образом, получение (синтез) и анализ функции $R_1(m)$ сводятся к выполнению элементарных вычислительных операций, объединенных в цикл, что удобно для применения вычислительных машин.

2. Величина функции $R_1(m)$ зависит от геоэлектрических параметров разреза (h_p, ρ_p) и пространственной частоты m. При изменении m от $+\infty$ до 0 произведение $\rho_1 R_{1,n}(m)$ меняется от ρ_1 до ρ_n, варьируя между минимальным и максимальным значениями удельных сопротивлений промежуточных пластов, практически никогда не достигая их уровня. В области высоких частот m функция $R_1(m)$ отражает строение верхней части разреза, при низких частотах она характеризует глубокие горизонты и зависит главным образом от обобщенных параметров среды S и T.

3. Графики функции $R_1(m)$ по внешнему виду похожи на зеркальное отображение кривых ВЭЗ. На них проявляются те же особенности геоэлектрического разреза, что и на кривых ВЭЗ, но в более сглаженной форме. Для интерпретации их удобнее строить в логарифмическом масштабе в виде зависимости $\lg \rho_1 R_1(m)$ от $\lg 1/m$.

По левой ветви такого графика можно однозначно определить параметры первого слоя, а по правой асимптотической ветви согласно выражениям (15)—(23) — обобщенные параметры разреза S или T и удельное сопротивление опорного горизонта ρ_n.

4. Согласно условиям симметрии (24) графики типа Н и А, построенные в логарифмическом масштабе, симметричны соответствующим графикам типа К и Q относительно горизонтальной оси $\lg R_1(m) = 1$. Симметричность графико в свидетельствует о том, что их интерпретационные возможности снивелированы по сравнению с более дифференцированными кривыми ВЭЗ.

§ 3. АСИМПТОТЫ КРИВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Кажущееся сопротивление в формулах (4)—(8) выражено через интегралы, содержащие функции Бесселя нулевого и первого порядков. Асимптотическое поведение интегралов (Тихонов, 1959) будет определяться главным образом поведением функции $R_1(m)$, зависящей от пространственной частоты m и параметров геоэлектрического разреза. При высоких частотах функция $R_1(m)$ отражает строение верхних частей разреза, что соответствует кажущемуся сопротивлению при малых разносах установки. И наоборот, при низких частотах функция $R_1(m)$ характеризует глубокие горизонты, что соответствует кажущемуся сопротивлению при больших разносах установки зондирования. Следовательно, для получения асимптотических представлений при $r \to 0$ и $r \to \infty$ необходимо выделить из интегральных выражений (4)—(8) высокие (при $m \to \infty$) и низкие (при $m \to 0$) гармоники.

В общем виде это положение запишем так:

$$\int_0^\infty \rho_1 R_1(m) J_0(mr)\,dm \approx \int_0^\infty P(m) J_0(mr)\,dm,$$

где $P(m)$ — асимптотическое значение функции $\rho_1 R_1(m)$ при $m \to \infty$ или $m \to 0$ (см. формулы (15)—(18)).

Левые асимптоты легко найдем из выражений (4)—(8). При $r \to 0$ $(m \to \infty)$

$$\rho_к = \rho_\theta = \rho_r = \rho_x = \rho_y = \rho_1.$$

Характер поведения кривых кажущегося сопротивления около левой асимптоты будет различным в зависимости от вида зондирования (Альпин, 1950). Кривые радиального зондирования при подходе к левой асимптоте образуют дополнительный экстремум, обусловленный увеличением или уменьшением плотности тока вблизи питающего диполя. Левые ветви кривых ρ_x и ρ_y занимают промежуточное положение между кривыми $\rho_к$ и ρ_r.

Правые асимптоты найдем для трех случаев: $\rho_n = \infty$, $\rho_{n-1} < \rho_n < \infty$ и $0 \leqslant \rho_n < \rho_{n-1}$.

1. Пусть $\rho_n = \infty$. Подставим в формулы (4)—(8) асимптотическое выражение функции $\rho_1 R_{1,n}(m)$ из выражения (17) и вычислим интегралы. Итак, при $r \to \infty$ $(m \to 0)$

$$\left.\begin{aligned} &\rho_\text{к} \approx r/S; \ \rho_\theta \approx r/S; \ \rho_r \approx \frac{1}{2}\cdot\frac{r}{S};\\ &\rho_x \approx \frac{\cos^2\theta}{3\cos^2\theta - 1}\cdot\frac{r}{S};\\ &\rho_y \approx \frac{2}{3}\cdot\frac{r}{S}. \end{aligned}\right\} \qquad (25)$$

После логарифмирования уравнений (25) запишем:

$$\lg\rho_\text{к} = \lg r - \lg S;$$

$$\lg\rho_\theta = \lg r - \lg S;$$

$$\lg\rho_r = \lg\frac{r}{2} - \lg S;$$

$$\lg\rho_x = \lg\frac{\cos^2\theta}{3\cos^2\theta - 1}r - \lg S;$$

$$\lg\rho_y = \lg\frac{2}{3}r - \lg S.$$

Отсюда видно, что правые асимптотические ветви кривых кажущегося сопротивления при $\rho_n = \infty$ в логарифмическом масштабе представляют собой прямые, наклонные к оси абсцисс (оси разносов r) под углом 45°. Их положение на графике зондирования зависит от суммарной продольной проводимости среды. Поэтому правую асимптоту для случая, когда $\rho_n = \infty$, принято называть линией S.

2. Представляет интерес исследование правой асимптоты для случая, когда $\rho_{n-1} < \rho_n < \infty$, ибо правую пологую ветвь кривой кажущегося сопротивления часто используют для интерпретации. Согласно формулам (4) и (15) при $r \to \infty$

$$\rho_\text{к} = -r^2\frac{\partial}{\partial r}\int_0^\infty \rho_1 R_{1,n}(m)\,J_0(mr)\,dm \approx -r^2\frac{\partial}{\partial r}\int_0^\infty \frac{1}{mS + (1/\rho_n)}J_0(mr)\,dm =$$

$$= \frac{r^2}{S}\int_0^\infty \frac{m}{m + (1/\rho_n)S}J_1(mr)\,dm = -\frac{r}{S}\cdot\frac{\pi}{2}\cdot\frac{r}{\rho_n S}\left[\mathrm{H}_{-1}\left(\frac{r}{\rho_n S}\right) - \right.$$

$$\left. - N_{-1}\left(\frac{r}{\rho_n S}\right)\right],$$

где $\mathrm{H}_{-1}\left(\frac{r}{\rho_n S}\right)$ — функция Струве; $N_{-1}\left(\frac{r}{\rho_n S}\right)$ — функция Неймана отрицательного первого порядка (Градштейн, Рыжик, 1963).

Воспользуемся известным (Янке, Эмде, Леш, 1964) асимптотическим разложением: при $\left|\frac{r}{\rho_n S}\right| \gg 1$

$$H_{-1}\left(\frac{r}{\rho_n S}\right) - N_{-1}\left(\frac{r}{\rho_n S}\right) \approx \frac{2}{\pi}\left(\frac{\rho_n S}{r}\right)^2 \left[1 - 3\left(\frac{\rho_n S}{r}\right)^2 + 45\left(\frac{\rho_n S}{r}\right)^4 - \ldots\right].$$

Отсюда при $r \to \infty$

$$\rho_к(r) \approx \frac{r}{S}\left[\frac{\rho_n S}{r} - 3\left(\frac{\rho_n S}{r}\right)^3 + 45\left(\frac{\rho_n S}{r}\right)^5 - \ldots\right]$$

или

$$\rho_к(r) \approx \rho_n\left[1 - 3\left(\frac{\rho_n S}{r}\right)^2 + 45\left(\frac{\rho_n S}{r}\right)^4 - \ldots\right]. \tag{26}$$

Если $r > 16\rho_n S$, то $\rho_к(r) \approx \rho_n$ с точностью около — 1%. Чем меньше значение ρ_n, тем быстрее кривые $\rho_к$ достигают своей правой асимптоты.

Кривые дипольных зондирований за исключением азимутальной разновидности достигают своей асимптоты при бо́льших разносах, чем кривые ВЭЗ. Положение правых восходящих ветвей кривых зондирования зависит не только от суммарной продольной проводимости S, но и от удельного сопротивления опорного слоя ρ_n.

3. В случае ниспадающей правой ветви кривой зондирования, когда $0 \leqslant \rho_n < \rho_{n-1}$, при $r \to \infty$

$$\rho_к = \rho_\theta = \rho_r = \rho_x = \rho_y = \rho_n.$$

Найти общее уравнение правой нисходящей асимптоты в элементарных функциях пока не удалось.

Следствие 1. Из асимптотических формул (15)—(19) и (25) вытекает

$$\text{при } 1/m \to 0 \ \rho_1 R_1(m) = \rho_1;$$

$$\text{при } r \to 0 \quad \rho_к(r) = \rho_1;$$

$$\left.\begin{array}{l} \text{при } 1/m \to \infty \ \rho_1 R_1(m) \approx 1/mS; \\ \text{при } r \to \infty \quad \rho_к(r) = r/S \end{array}\right\} \rho_n = \infty. \tag{27}$$

Очевидно также,

$$\left.\begin{array}{l} \text{если при } 1/m \to \infty \ \rho_1 R_1 m \approx \dfrac{1}{mS + (1/\rho_n)}, \\ \text{то при } r \to \infty \ \rho_к(r) \approx \dfrac{1}{(S/r) + (1/\rho_n)}. \end{array}\right\} \rho_n \neq \infty. \tag{28}$$

Следствие 2 вытекает из предыдущего. Согласно выражению (28) по асимптотическим значениям кажущегося сопротивления можно вычислить суммарную продольную проводимость и удельное сопротивление опорного слоя по одноточечным формулам

$$S = \frac{r_1}{\rho_{к_1}} - \frac{r_1}{\rho_n}; \ \rho_n = \frac{r_1}{(r_1/\rho_{к_1}) - S} \tag{29}$$

и двухточечным

$$S=\frac{r_1 r_2}{\rho_{к_1}\rho_{к_2}}\,\frac{\rho_{к_2}-\rho_{к_1}}{r_2-r_1};\ \rho_n=\frac{r_2-r_1}{(r_2/\rho_2)-(r_1/\rho_{к_1})}. \qquad (30)$$

Здесь r_1, r_2, $\rho_{к_1}$ и $\rho_{к_2}$ — соответственно, абсциссы и ординаты на правой восходящей ветви кривой ВЭЗ при $\rho_n > \rho_{n-1}$.

§ 4. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ КАЖУЩЕГОСЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Теоретическое представление о кажущемся сопротивлении получают на основе решения прямой электромагнитной задачи для слоистого полупространства, разделенного плоскими горизонтальными границами на ряд слоев мощностью h_p с удельным сопротивлением ρ_p, где p — номер слоя сверху вниз. Источниками поля служат либо заземленный кабель — электрический диполь, либо незаземленная петля — магнитный диполь, питаемый постоянным (импульсным) или переменным током, а также естественные факторы, в силу которых в Земле возбуждается магнитотеллурическое поле.

Предметом изучения при индукционном зондировании являются элементы электромагнитного поля на поверхности заданного полупространства: напряженность электрического поля E, напряженность магнитного поля H или магнитная индукция B и их вариации в зависимости от разноса, частоты или времени наблюдения.

Искусственное гармонически меняющееся поле

Пусть электромагнитное поле в заданной среде возбуждается с помощью электрического диполя длиной AB, заземленного на поверхности полупространства и питаемого переменным синусоидальным током $\bar{I} = Ie^{-i\omega t}$ с амплитудой I. Выберем правовинтовую прямоугольную систему координат x, y, z. Начало координат поместим в середину диполя AB, ось x направим вдоль оси диполя, а ось z — по вертикали вниз. Поскольку поле в такой среде обладает осевой симметрией, можно по мере необходимости переходить от прямоугольных координат к цилиндрическим и обратно.

Компоненты поля B_x, B_y, B_z, E_x и E_y в любом слое с индексом p находят на основе решения дифференциального уравнения для вектора-потенциала A_p

$$\Delta A_p = k_p^2 A_p \qquad (31)$$

по формулам

$$B_p = \operatorname{rot} A_p; \qquad (32)$$

$$E_p = i\omega\left(A_p - \frac{1}{k_p^2}\operatorname{grad}\operatorname{div} A_p\right). \qquad (33)$$

Здесь k_p — волновое число, основная характеристика среды при протекании по ней переменного электрического тока с круговой частотой $\omega = 2\pi/T$; T — период колебания. В практической системе единиц МКСА (СИ)

$$k_p = \sqrt{-i\,\frac{\omega\mu_0}{\rho_p} - \omega^2\varepsilon\mu_0}$$

или, пренебрегая токами смещения (в квазистационарном приближении),

$$k_p = \sqrt{-i\left(\frac{\omega\mu_0}{\rho_p}\right)}. \tag{34}$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость; i — мнимая единица ($\pm i = e^{\pm i\pi/2}$); $\mu_0 = 4\pi\cdot10^{-7}$ Г/м — магнитная постоянная (относительная магнитная проницаемость принята равной единице, поэтому $B = \mu_0 H$).

Волновое число количественно определяет число волн на единицу длины

$$k_p = \sqrt{-i\,\frac{2\pi\cdot4\pi}{T\cdot10^7\rho_p}} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_p}\,e^{-i\pi/4} = \frac{2\pi}{\lambda_p}(1-i). \tag{35}$$

Здесь $\lambda_p = \sqrt{10^7 T\rho_p}$ — длина волны в слое с индексом p.

В рассматриваемой модели будет существовать только два компонента вектора-потенциала: A_x — составляющая, параллельная оси диполя, и A_z — вертикальная составляющая, обусловленная неоднородностью среды вдоль оси z. Третий компонент $A_y = 0$. Поэтому искомые элементы поля согласно формулам (32)—(33) связаны с вектором-потенциалом простыми соотношениями

$$\left.\begin{aligned}
&B_x = \operatorname{rot}_x A = \frac{\partial A_z}{\partial y};\quad B_y = \operatorname{rot}_y A = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial y};\\
&B_z = \operatorname{rot}_z A = -\frac{\partial A_x}{\partial y};\\
&E_x = i\omega\left(A_x - \frac{1}{k^2}\cdot\frac{\partial}{\partial x}\operatorname{div} A\right);\\
&E_y = -\frac{i\omega}{k^2}\cdot\frac{\partial}{\partial y}\operatorname{div} A;\quad \operatorname{div} A = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_z}{\partial z}.
\end{aligned}\right\} \tag{36}$$

Следовательно, решение дифференциального уравнения (31) выполняют только для двух составляющих A_x и A_z (Заборовский, 1960; Ваньян, 1965).

Окончательные результаты для горизонтально-слоистой среды имеют следующий вид:

$$B_x = \frac{IAB\mu_0}{2\pi}\cdot\frac{\partial^2}{\partial x\,\partial y}\int_0^\infty Y_1 J_0(mr)\,dm; \tag{37}$$

$$B_y = \frac{JAB\mu_0}{2\pi}\left[\int_0^\infty X_1^* J_0(mr)\,dm - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\int_0^\infty Y_1 J_0(mr)\,dm\right]; \tag{38}$$

$$B_z = \frac{IAB\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty X_1 J_0(mr)\, dm; \tag{39}$$

$$E_x = -i\omega \frac{IAB\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty X_1 J_0(mr)\, dm + \frac{IAB\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty (X_1 + Y_1') \times$$

$$\times J_0(mr)\, dm; \tag{40}$$

$$E_y = \frac{IAB\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x\, \partial y} \int_0^\infty (X_1 + Y_1')\, J_0(mr)\, dm, \tag{41}$$

где, по Ваньяну (1965),

$$X_1 = \frac{m}{m + m_1/R_{1,n}(m, \omega)};$$

$$X_1' = \frac{m}{m + m_1/R_{1,n}(m, \omega)} \cdot \frac{m_1}{R_{1,n}(m, \omega)};$$

$$Y_1 = \frac{1}{m + m_1/R_{1,n}(m, \omega)};$$

$$Y_1' = \frac{m_1}{mR^*_{1,n}(m, \omega)} - \frac{m_1}{m\,[m + m_1/R_{1,n}(m, \omega)]};$$

$$R_{1,n}(m, \omega) = \begin{matrix}\mathrm{th}\\ \mathrm{cth}\end{matrix} \left[m_1 h_1 + \begin{matrix}\mathrm{Arth}\\ \mathrm{Arcth}\end{matrix} \frac{m_1}{m_2} R_{2,n}(m, \omega) \right]; \tag{42}$$

$$R^*_{1,n}(m, \omega) = \begin{matrix}\mathrm{th}\\ \mathrm{cth}\end{matrix} \left[m_1 h_1 + \begin{matrix}\mathrm{Arth}\\ \mathrm{Arcth}\end{matrix} \frac{m_1\rho_1}{m_2\rho_2} R^*_{2,n}(m, \omega) \right], \tag{43}$$

$$m_1 = \sqrt{m^2 + k_1^2}.$$

Функции $R_{1,n}(m, \omega)$, $R^*_{1,n}(m, \omega)$ — пространственно-частотные характеристики горизонтально-слоистой среды для n слоев. Они являются результатом решения системы уравнений, учитывающих граничные условия, и подобно функции $R_{1,n}(m)$ не зависят от координат точки наблюдения, т. е. от размеров и типа установки зондирования.

В теоретических расчетах используют приведенное значение кажущегося сопротивления, представляющее собой отношение компонентов или импедансов аномального поля к соответствующим компонентам или импедансам нормального поля, вычисленным для однородного полупространства в волновой зоне (при больших параметрах $|k_1 r| \gg 1$)

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_1} = \frac{E_x}{E_x^0}; \quad \frac{\rho_\omega}{\rho_1} = \frac{B_z}{B_z^0}; \quad \frac{\rho_\omega}{\rho_1} = \left(\frac{Z_1}{Z_1^0}\right)^2, \tag{44}$$

где Z_1 — импеданс на поверхности неоднородного полупространства.

Например, при измерении магнитного компонента B_z на поверхности многослойного полупространства кажущееся сопротивление имеет следующий вид:

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_1} = -\frac{k_1^2 r^4}{3} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \int_0^\infty X_1 J_0(mr)\,dm,$$

а на поверхности однородного полупространства

$$\frac{\rho_\omega^0}{\rho_1} = 1 - \left(1 + k_1 r + \frac{k_1^2 r^2}{3}\right) e^{-k_1 r}.$$

Отношение этих величин называют эффективным сопротивлением

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_\omega^0} = \frac{\rho_{\text{эф}}}{\rho_1}. \qquad (45)$$

Эффективное сопротивление (Вешев, 1965) отличается от кажущегося тем, что над однородным изотропным полупространством оно равно истинному удельному сопротивлению среды, в то время как кажущееся сопротивление зависит от параметра $|k_1 r|$ или относительной длины волны λ_1/r.

В волновой зоне ($|k_1 r| \gg 1$) связь компонентов поля с параметрами среды упрощается и формулы для кажущегося сопротивления, по Л. Л. Ваньяну, приобретают следующий вид:

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_1} = R_1^2(\omega) \text{ при } \rho_n \neq \infty; \qquad (46)$$

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_1} = R_1^2(\omega) + \Delta_n(\omega) \text{ при } \rho_n = \infty, \qquad (47)$$

где
$$R_1(\omega) = \lim_{m \to 0} R_1(m, \omega);$$

$$\Delta_n(\omega) = (R_1^2 - 1)\frac{(R_2^2 - 1)(R_3^2 - 1)\ldots(R_{n-1}^2 - 1)}{\left(R_2^2 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\left(R_3^2 - \frac{\rho_2}{\rho_3}\right)\ldots\left(R_{n-1}^2 - \frac{\rho_{n-2}}{\rho_{n-1}}\right)};$$

$R_1(\omega)$ — частотная характеристика горизонтально-слоистого разреза; R_2, R_3, R_{n-1} — ее промежуточные аналоги, определенные на кровле каждого слоя (см. формулу (68)).

Поскольку компоненты поля — комплексные амплитуды, то в общем случае и кажущееся сопротивление — комплексная величина, характеризующаяся амплитудой и фазой. В символической форме

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_1} = \frac{|\rho_\omega|}{\rho_1} e^{i\varphi_\omega}, \qquad (48)$$

где $|\rho_\omega|$ — амплитуда; φ_ω — фаза (сдвиг по фазе измеряемого компонента относительно начальной фазы тока в питающем диполе, или между измеряемыми компонентами). При графическом изображении теоретических кривых частотного зондирования составляют отдельно амплитудные и фазовые графики (см. рис. 8), которые объединяют в палетки. Схема построения палеток такая же, как и в методе ВЭЗ.

Нестационарное поле

Нестационарное электромагнитное поле возбуждают в Земле с помощью тех же установок, что и в методе частотного зондирования. В питающий диполь подают прямоугольный импульс тока (ступенчатое возбуждение). Измерения в дальней зоне выполняют после включения тока в диполе, а в ближней — после его выключения. Основным фактором, определяющим состояние неустановившегося поля, является время.

При изучении нестационарных полей пользуются двумя приемами решения прямой задачи. В одном из них, предложенном А. Н. Тихоновым, предусматривается непосредственное решение телеграфного уравнения при заданных граничных условиях. Для квазистационарного поля телеграфное уравнение переходит в уравнение теплопроводности следующего вида

$$\Delta A = \frac{\mu_0}{\rho} \cdot \frac{\partial A}{\partial t}.$$

Его решают методом полного или частичного разделения переменных (Тихонов, Скугаревская, Фролов, 1963).

Второй прием, предложенный С. М. Шейнманом (1947), основан на применении обратного преобразования Фурье

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega$$

к решению соответствующей гармонической задачи, т. е. к решению уравнения Гельмгольца $\Delta A = k^2 A$. Второй прием предпочтительнее, так как позволяет воспользоваться хорошо развитой теорией переменных, гармонически меняющихся полей в Земле (Шейнман, 1947; Ваньян, 1965, 1966; Кауфман, Морозова, 1970).

Компоненты нестационарного поля находят по следующим формулам:

$$E_x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega; \tag{49}$$

$$B_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega; \tag{50}$$

$$\frac{\partial B_z(t)}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(\omega) \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega. \tag{51}$$

В случае однородного полупространства интегралы (49)—(51) вычисляют с помощью специальных функций (Ваньян, 1965, 1966; Кауфман, Морозова, 1970).

В теоретических расчетах оперируют относительными величинами. Аномальное поле в слоистой среде нормируется полем, вычисленным для однородного полупространства в дальней зоне

$$\frac{\rho_\tau(t)}{\rho_1}=\frac{\Delta V_{E_x}(t)}{\Delta V^0_{E_x}}=\frac{E_x(t)}{E^0_x}; \tag{52}$$

$$\frac{\rho_\tau(t)}{\rho_1}=\frac{\Delta V_{B_z}(t)}{\Delta V^0_{B_z}}=\frac{\dot{B}_z(t)}{\dot{B}^0_z}, \tag{53}$$

где ΔV — э. д. с., наводимая в приемной установке; ΔV^0, E^0, B^0 — соответственно э. д. с. и напряженности электрического и магнитного полей в однородном полупространстве.

Последние формулы можно записать в общем виде с помощью преобразования Фурье

$$\frac{\rho_\tau(t)}{\rho_1}=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\rho_\omega(\omega)}{\rho_1}\,\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}\,d\omega, \tag{54}$$

или, по Ваньяну (1966),

$$\frac{\rho_\tau(t)}{\rho_1}=1+\frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\infty}\left(\mathrm{Re}\,\frac{\rho_\omega}{\rho_1}-1\right)\frac{\sin\omega t}{\omega}\,d\omega, \tag{55}$$

где $\mathrm{Re}\,(\rho_\omega/\rho_1)$ — действительная часть комплексного кажущегося сопротивления в гармоническом режиме.

При изучении поля в ближней зоне нормирующим множителем служит нестационарное поле в однородном полупространстве в поздней стадии становления. Относительное значение кажущегося сопротивления вычисляют (Кауфман, Морозова, 1970) по формулам

$$\frac{\rho_{\tau_E}}{\rho_1}=\left(\frac{E^0_\theta}{E_\theta}\right)^{2/3}; \quad \frac{\rho_{\tau_B}}{\rho_1}=\left(\frac{\dot{B}^0_z}{\dot{B}_z}\right)^{2/3}. \tag{56}$$

$$\frac{\rho_{\tau_E}}{\rho_1}=\frac{8\pi^2}{\tau^3}\left(\frac{\pi}{\tau}\right)^{1/3}\left(\frac{Mr\rho_1}{5E^M_\theta}\right)^{2/3}; \tag{57}$$

$$\frac{\rho_{\tau_B}}{\rho_1}=\frac{8\pi^2}{r^3}\left(\frac{\pi}{\tau}\right)^{1/3}\left(\frac{M\rho_1}{5\dot{B}^M_z}\right)^{2/3}. \tag{58}$$

После соответствующих сокращений получим формулы для обработки результатов полевых наблюдений:

$$\rho_{\tau_E}=\frac{\mu_0}{4\pi t}\left(\frac{r\mu_0 M}{5tE^M_\theta}\right)^{2/3}; \tag{59}$$

$$\rho_{\tau_B}=\frac{\mu_0}{4\pi t}\left(\frac{2\mu_0 M}{5tB^M_z}\right)^{2/3}, \tag{60}$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м; t — время от начала переходного процесса, с; $M = Iq_M$; q_M — суммарная площадь витков в генераторной петле;

$$E_\theta^M = \frac{\Delta V_{E_\theta}(t)}{MN}; \quad B_z^M = \frac{\Delta V_{B_z}(t)}{q}.$$

В настоящее время помимо установок с разнесенными датчиками типа диполь—петля, петля—диполь, петля—петля применяют установки с совмещенными диполями петля в петле, а также линейную установку AMNB, как в методе сопротивлений. В отличие от зондирования в дальней зоне (ЗС) методику зондирования в ближней зоне сокращенно называют ЗСБЗ.

Естественное магнитотеллурическое поле

Согласно гипотезе А. Н. Тихонова и Л. Каньяра, естественное электромагнитное поле возбуждается плоскими волнами, падающими на поверхность Земли по вертикали. Компоненты электромагнитного поля E и H на поверхности слоистого полупространства находят в результате решения системы уравнений Максвелла (Тихонов, Шахсуваров, 1956; Бердичевский, 1968) либо на основе решения дифференциального уравнения Гельмгольца для вектора-потенциала A (см. формулы (31)—(33) в предположении, что источник поля находится далеко и плоское поле однородно. Пусть плоскость поляризации поля совпадает с плоскостью xy выбранной системы координат, ось z направлена вдоль распространения волны по вертикали вниз. Тогда составляющие электромагнитного поля в каждом слое с индексом p будут связаны с вектором-потенциалом A следующими соотношениями:

$$\left.\begin{aligned} E_{x_p} &= i\omega A_{x_p}; \quad H_{x_p} = -\frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{\partial A_{y_p}}{\partial z}; \\ E_{y_p} &= i\omega A_{y_p}; \quad H_{y_p} = \frac{1}{\mu_0}\cdot\frac{\partial A_{x_p}}{\partial z}. \end{aligned}\right\} \tag{61}$$

Отсюда найдем импедансы

$$Z_{xy_p} = \frac{E_{x_p}}{H_{y_p}} = i\omega\mu_0 \frac{A_{x_p}}{\dfrac{\partial A_{x_p}}{\partial z}};$$

$$Z_{yx_p} = \frac{E_{y_p}}{H_{x_p}} = -i\omega\mu_0 \frac{A_{y_p}}{\dfrac{\partial A_{y_p}}{\partial z}}.$$

В горизонтально-однородной среде $A_{x_p} = A_{y_p}$, и оба импеданса различаются только по фазе. На поверхности слоистого полупространства ($p = 1$) общее выражение для импеданса, согласно исследованиям И. В. Липской и Л. Л. Ваньяна, примет следующий вид:

$$Z_1 = i\omega\mu_0 \frac{A_1}{\frac{\partial A_1}{\partial z}}\Bigg|_{z=0} = \frac{-i\omega\mu_0}{k_1} R_1(\omega); \tag{62}$$

где

$$R_1(\omega) = \begin{matrix}\mathrm{th}\\ \mathrm{cth}\end{matrix}\left[k_1h_1 + \begin{matrix}\mathrm{Arth}\\ \mathrm{Arcth}\end{matrix}\frac{k_1}{k_2}\begin{matrix}\mathrm{th}\\ \mathrm{cth}\end{matrix}(k_2h_2 + \ldots)\right].$$

Здесь k_1, k_2, ... — волновые числа в каждом слое с удельным сопротивлением ρ_1, ρ_2, ... и мощностью h_1, h_2, ...

На поверхности однородного изотропного полупространства с удельным сопротивлением ρ_1 и волновым числом k_1

$$Z_1^0 = -\frac{i\omega\mu_0}{k_1}. \tag{63}$$

Отсюда

$$R_1(\omega) = \frac{Z_1}{Z_1^0}. \tag{64}$$

Для теоретических расчетов пользуются относительным значением кажущегося сопротивления, которое в общем виде с учетом выражения (64) запишется так:

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \left(\frac{Z_1}{Z_1^0}\right)^2 = R_1^2(\omega). \tag{65}$$

Функция $R_1(\omega)$, согласно (64), представляет собой приведенный импеданс, определенный на поверхности горизонтально-слоистого полупространства. Величина приведенного импеданса зависит от параметров разреза и частоты изменения поля. При относительно высоких частотах в формировании величины $R_1(\omega)$ играют роль преимущественно верхние слои разреза, при низких частотах — глубокие горизонты. Поэтому функцию $R_1(\omega)$ называют также частотной характеристикой геоэлектрического разреза. В дальнейшем будем иногда записывать ее с двумя индексами $R_{p,n}(\omega)$, где первый индекс показывает номер слоя, на кровле которого она определена, а второй — общее число слоев в разрезе.

Например, на кровле n-слойного полупространства функция запишется в замкнутой форме

$$R_{1,n}(\omega) = \begin{matrix}\mathrm{th}\\ \mathrm{cth}\end{matrix}\left[k_1h_1 + \begin{matrix}\mathrm{Arth}\\ \mathrm{Arcth}\end{matrix}\frac{k_1}{k_2}\begin{matrix}\mathrm{th}\\ \mathrm{cth}\end{matrix}\left(k_2h_2 + \ldots + \begin{matrix}\mathrm{Arth}\\ \mathrm{Arcth}\end{matrix}\frac{k_{n-1}}{k_n}\right)\right]. \tag{66}$$

Введем общепринятые обозначения:

$$\nu_2 = \frac{h_2}{h_1};\ \mu_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1},\ \ldots,\ \mu_n = \frac{\rho_n}{\rho_1}$$

После несложных преобразований получим:

$$R_{1,n}(\omega)=\frac{\text{th}}{\text{cth}}\left[k_1h_1+\frac{\text{Arth}}{\text{Arcth}}\sqrt{\mu_2}\,\frac{\text{th}}{\text{cth}}\left(k_1h_1\frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}}+\ldots\right.\right.$$

$$\left.\left.\ldots+\frac{\text{Arth}}{\text{Arcth}}\sqrt{\frac{\mu_n}{\mu_{n-1}}}\right)\right]. \qquad (67)$$

В кровле и подошве любого p-го слоя приведенный импеданс определяют по рекуррентным формулам

$$R_p(\omega)=\frac{\text{th}}{\text{cth}}\left[k_ph_p+\frac{\text{Arth}}{\text{Arcth}}\sqrt{\frac{\rho_{p+1}}{\rho_p}}\,R_{p+1}(\omega)\right]; \qquad (68)$$

$$R_{p+1}(\omega)=\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_{p+1}}}\,\frac{\text{th}}{\text{cth}}\left[-k_ph_p+\frac{\text{Arth}}{\text{Arcth}}R_p(\omega)\right]. \qquad (69)$$

Для расчетов удобны их аналоги

$$R_p(\omega)=\frac{1-\Phi_{p+1}(\omega)}{1+\Phi_{p+1}(\omega)}; \qquad (70)$$

$$R_{p+1}(\omega)=\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_{p+1}}}\cdot\frac{-1+\Psi_p(\omega)}{1+\Psi_p(\omega)}, \qquad (71)$$

где

$$\Phi_{p+1}(\omega)=\frac{1-\sqrt{\frac{\rho_{p+1}}{\rho_p}}\,R_{p+1}(\omega)}{1+\sqrt{\frac{\rho_{p+1}}{\rho_p}}\,R_{p+1}(\omega)}\,e^{-2k_ph_p};$$

$$\Psi_p(\omega)=\frac{1+R_p(\omega)}{1-R_p(\omega)}\,e^{-2k_ph_p}.$$

Связь кажущегося сопротивления с длиной волны. Фазовые соотношения

Рассмотрим формулы (65)—(67). Выразим основную переменную k_1h_1 через длину волны

$$k_1h_1=\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\,e^{-i(\pi/4)}.$$

Тогда кажущееся сопротивление многослойных сред можно записать в следующем виде:

$$\frac{\rho_T}{\rho_1}=R^2_{1,n}(\omega)=\text{cth}^2\left[\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\,e^{-i(\pi/4)}+\text{Arcth}\sqrt{\mu_2}\times\right.$$

$$\left.\times\,\text{cth}\left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}}\,e^{-i(\pi/4)}+\ldots+\text{Arcth}\sqrt{\frac{\mu_n}{\mu_{n-1}}}\right)\right]. \qquad (72)$$

Следовательно, кажущееся сопротивление в МТЗ есть комплексная функция, зависящая от относительной длины волны и параметров среды. В общем виде

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = R^2_{1,n}(\omega) = f_n\left(\frac{\lambda_1}{h_1},\ \nu_2, \mu_2, \ldots, \nu_p, \mu_p, \ldots \mu_n\right).$$

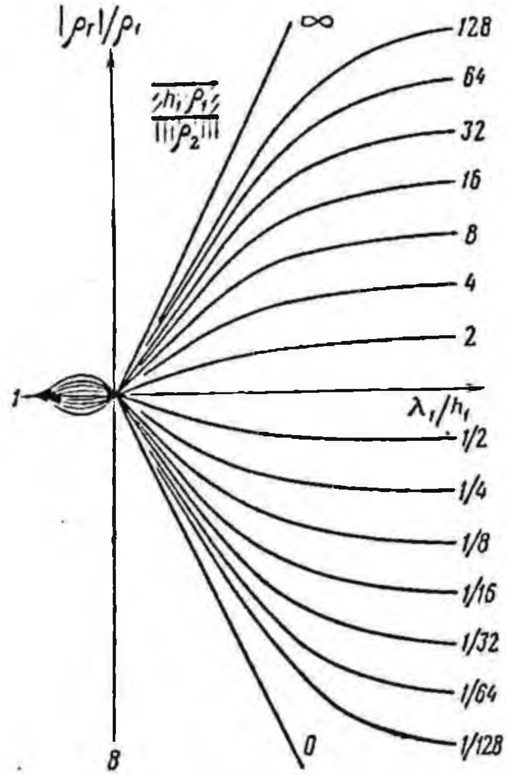


Рис. 4. Двухслойная палетка амплитудных кривых МТЗ.

Шифр кривых — μ_2

В символической форме

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \frac{|\rho_T|}{\rho_1}\, e^{i\varphi_T}, \tag{73}$$

где амплитуда

$$\frac{|\rho_T|}{\rho_1} = |R_{1,n}|^2; \tag{74}$$

$\varphi_T = 2\arg|R_{1,n}|$ — фаза кажущегося сопротивления.

Определим связь φ_T с фазой импеданса ψ_T. На поверхности однородного полупространства

$$Z_1^0 = \sqrt{\omega\mu_0\rho_1}\, e^{-i(\pi/4)} = |Z_1^0|\, e^{-i(\pi/4)},$$

а на поверхности неоднородного полупространства

$$Z_1 = |Z_1|\, e^{i\psi_T},$$

где

$$\psi_T = \arg Z_1 = \psi_{E_x} - \psi_{H_y}.$$

Теперь найдем кажущееся сопротивление

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \left(\frac{Z_1}{Z_1^0}\right)^2 = \left|\frac{Z_1}{Z_1^0}\right| e^{i \cdot 2\,[\psi_T + (\pi/4)]} = \frac{|\rho_T|}{\rho_1} e^{i\varphi_T}.$$

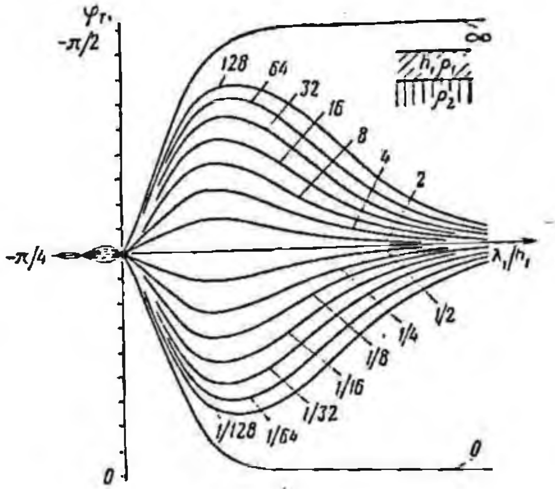


Рис. 5. Двухслойная палетка фазовых кривых МТЗ.

Шифр кривых — μ_2

Отсюда

$$\varphi_T = 2\left(\psi_T + \frac{\pi}{4}\right);$$

$$\psi_T = \frac{\varphi_T}{2} - \frac{\pi}{4}. \tag{75}$$

При графическом изображении комплексного кажущегося сопротивления строят два графика. На одном из них вычерчивают кривую изменения амплитуды, а на другом — фазы (φ_T или ψ_T) в зависимости от относительной длины волны в первом слое (рис. 4 и 5.)

§ 5. АСИМПТОТЫ КРИВЫХ ИНДУКЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Графики индукционного зондирования вычерчивают в двойном логарифмическом масштабе с модулем (масштабным коэффициентом), равным 6,25 или 10,0 см. На теоретических палетках амплитудных кривых по вертикальной оси откладывают значения кажущегося сопротивления в относительных единицах $|\rho_T|/\rho_1$, $|\rho_\omega|/\rho_1$, ρ_τ/ρ_1, а по горизонтальной оси действующие расстояния λ_1/h_1, τ/h_1 также в относительных единицах. На фазовых палетках по оси ординат откладывают в арифметическом масштабе фазы φ_T, ψ_T, φ_ω в градусах, а по оси абсцисс в логарифмическом масштабе относительную длину волны в первом слое λ_1/h_1. Графически выраженную зависимость кажущегося сопротивления или фазы от действующего расстояния называют кривой электромагнитного зондирования, а также кривой кажущегося сопротивления или фазовой кривой. Кривая зондирования качественно отражает изменение удельного сопротивления с глубиной.

При электрическом зондировании глубина исследования зависит от разноса r (м) питающих электродов или диполей. В индукционном зондировании аналогом действующего расстояния служит длина волны $\lambda_1 = \sqrt{10^7 T \rho_1}$ или параметр становления поля в первом слое $\tau_1 = \sqrt{10^7 2\pi t \rho_1}$. Эти параметры имеют размерность длины (м) и подобно разносу в ВЭЗ и ДЭЗ контролируют глубину исследования.

При малых действующих расстояниях электромагнитное поле, в силу скин-эффекта, концентрируется в верхней части разреза. Поэтому левая ветвь кривой зондирования отражает эффекты, возникающие главным образом в первом слое. И чем меньше действующее расстояние (длина волны, например), тем слабее влияние нижележащих пород. При относительно больших параметрах $\lambda_1/h_1 \gg 1$, $\tau_1/h_1 \gg 1$ поле распределяется в большом объеме пород как по простиранию, так и по глубине, и правая асимптотическая часть кривой зондирования несет информацию преимущественно о глубоких горизонтах. В методике интерпретации асимптотам уделяется большое внимание, ибо они тесно связаны с искомыми параметрами среды.

Пользуясь приведенными выше формулами, найдем левые и правые асимптоты амплитудных и фазовых кривых зондирования в случае трехслойного разреза. Полученные результаты легко обобщить для любого многослойного разреза. Воспользуемся известной асимптотикой гиперболических функций

$$\operatorname*{cth}_{x\to\infty} x \approx 1; \quad \operatorname*{th}_{x\to\infty} x \approx 1;$$

$$\operatorname*{cth}_{x\to 0} x \approx 1/x; \quad \operatorname*{th}_{x\to 0} x \approx x;$$

$$\operatorname*{Arcth}_{y\to\infty} y \approx 1/y; \quad \operatorname*{Arth}_{y\to 0} y \approx y$$

и специальными формулами из работы Л. Л. Ваньяна (1965)

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = \begin{cases} 0 \text{ при } t<0; \\ 1 \text{ при } t>0; \end{cases}$$

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\omega t}}{(-i\omega)^2} d\omega = \begin{cases} 0 \text{ при } t<0; \\ t \text{ при } t>0; \end{cases}$$

Левые асимптоты

Рассмотрим формулы (46) и (72) для кажущегося сопротивления при МТЗ и ЧЗ в волновом диапазоне. Очевидно, что при $\lambda_1/h_1 \to 0$

$$\rho_T/\rho_1 = 1; \quad \varphi_T = 0; \quad \psi_T = -\pi/4;$$

$$\rho_\omega/\rho_1 = 1, \quad \varphi_\omega = 0. \tag{76}$$

Характер поведения кривых МТЗ и ЧЗ вблизи левой асимптоты несколько иной, чем у кривых ВЭЗ и ДЭЗ. Кажущиеся сопротивления и фазы осциллируют около асимптоты, быстро затухая с уменьшением длины волны. Это явление в высокочастотном диапазоне обусловлено волновыми эффектами, интерференцией прямой и отраженной волн в первом слое (см. рис. 4 и 5).

Левую асимптоту для кривых становления поля найдем с помощью формулы (54)

$$\lim_{\tau_1/h_1 \to 0} \frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \lim_{\lambda_1/h_1 \to 0} \frac{\rho_\omega}{\rho_1} \cdot \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} dt = 1,$$

т. е. при $\tau_1/h_1 \to 0$ $\rho_\tau/\rho_1 = 1$. Кривые зондирования монотонно стремятся к своей асимптоте.

Правые асимптоты кривых МТЗ и волновых кривых ЧЗ

В низкочастотном диапазоне при $\lambda_1/h_1 \gg 1$ характер поведения правых ветвей кривых зондирования зависит от удельного сопротивления опорного горизонта. Найдем асимптоты для трех случаев: $\mu_3 = \infty$, $\mu_3 = 0$ и $0 < \mu_3 < \infty$.

1. Пусть $\mu_3 = \infty$. Тогда формула для кажущегося сопротивления при МТЗ согласно (72) запишется так:

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \operatorname{cth}^2\left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} e^{-i(\pi/4)} + \operatorname{Ar}\operatorname{cth}\sqrt{\mu_2}\operatorname{cth}\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\cdot\frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} e^{-i(\pi/4)}\right).$$

При $\lambda_1/h_1 \to \infty$

$$\operatorname{cth}\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\cdot\frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} e^{-i(\pi/4)} \approx \frac{\lambda_1}{h_1}\cdot\frac{\sqrt{\mu_2}}{\nu_2}\cdot\frac{e^{i(\pi/4)}}{2\pi\sqrt{2}};$$

$$\operatorname{Arcth}\frac{\lambda_1}{h_1}\cdot\frac{\mu_2}{\nu_2}\cdot\frac{e^{i(\pi/4)}}{2\pi\sqrt{2}} \approx \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\cdot\frac{\nu_2}{\mu_2} e^{-i(\pi/4)}.$$

Отсюда

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} \approx \operatorname{cth}^2\left[\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\left(1+\frac{\nu_2}{\mu_2}\right)e^{-i(\pi/4)}\right] = \left(\frac{\lambda_1}{h_1}\cdot\frac{S_1}{2\pi\sqrt{2}S} e^{i(\pi/4)}\right)^2.$$

Выделяя из последнего выражения амплитуду и фазу, получим следующие асимптотические формулы:

$$\left.\begin{aligned} \frac{|\rho_T|}{\rho_1} &= \left(\frac{\lambda_1}{h_1}\cdot\frac{1}{2\pi\sqrt{2}}\cdot\frac{S_1}{S}\right)^2; \\ \varphi_T &= \frac{\pi}{2}; \quad \psi_T = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (77)$$

Отсюда следует, что положение асимптотической ветви амплитудной кривой МТЗ определяется величиной суммарной продольной проводимости S всей пачки пород, залегающей над опорным горизонтом. Поэтому правую асимптоту принято называть линией S. Ее уравнение в логарифмической форме запишется так:

$$\lg \frac{|\rho_T|}{\rho_1} = 2\lg \frac{\lambda_1}{h_1} - 2\lg 2\pi\sqrt{2}\frac{S}{S_1}.$$

Это уравнение прямой, проходящей под углом $\alpha = \operatorname{arctg} 2 = 63°26'$ к оси абсцисс. При $|\rho_T| = \rho_1$

$$\lg \frac{\lambda_1}{h_1} = \lg 2\pi\sqrt{2}\frac{S}{S_1},$$

т. е. линия S пересекает горизонтальную ось теоретических кривых $|\rho_T| = \rho_1$ в точке с абсциссой

$$\frac{\lambda_1}{h_1} = 2\pi\sqrt{2}\frac{S}{S_1}.$$

На практических графиках по оси ординат откладывают наблюденное значение $|\rho_T|$, а по оси абсцисс $\sqrt{T}$ — величину, пропорциональную длине волны. Из основного уравнения (77) после соответствующих сокращений найдем уравнение правой асимптоты в практических координатах $\sqrt{T}, |\rho_T|$:

$$|\rho_T| = \left(\frac{\sqrt{10^7}}{2\pi\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{T}}{S}\right)^2.$$

Линия S пересекает горизонтальную ось бланка с ординатой $|\rho_T| = 1$ в точке, где

$$\sqrt{T_S} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{10^7}} S.$$

Отсюда

$$S = 356\sqrt{T_S}. \qquad (78)$$

По правой асимптоте кривых МТЗ можно однозначно определить суммарную продольную проводимость надопорной толщи пород (рис. 6).

2. Рассмотрим случай, когда $\mu_3 = 0$. При написании выражения для кажущегося сопротивления воспользуемся формой записи приведенного импеданса в гиперболических тангенсах. Для трехслойного разреза по аналогии с формулой (72) можно записать

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} = \operatorname{th}^2\left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} e^{-i(\pi/4)} + \operatorname{Arth}\sqrt{\mu_2}\, \operatorname{th}\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\, \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} e^{-i(\pi/4)}\right).$$

При $\lambda_1/h_1 \to \infty$

$$\operatorname{th}\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \cdot \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} e^{-i(\pi/4)} \approx \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1} \cdot \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} e^{-i(\pi/4)};$$

$$\operatorname{Arth}\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\,\nu_2 e^{-i(\pi/4)} \approx \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\,\nu_2 e^{-i(\pi/4)};$$

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} \approx \operatorname{th}^2\left[\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}(1+\nu_2)\,e^{-i(\pi/4)}\right] = \left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\cdot\frac{H}{h_1}\,e^{-i(\pi/4)}\right)^2.$$

Отсюда, выделяя амплитудную часть и фазу, получим уравнения правых асимптот:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{|\rho_T|}{\rho_1} = \left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\cdot\frac{H}{h_1}\right)^2;\\ &\varphi_T = -\frac{\pi}{2};\ \psi_T = -\frac{\pi}{2}.\end{aligned}\right\} \qquad (79)$$

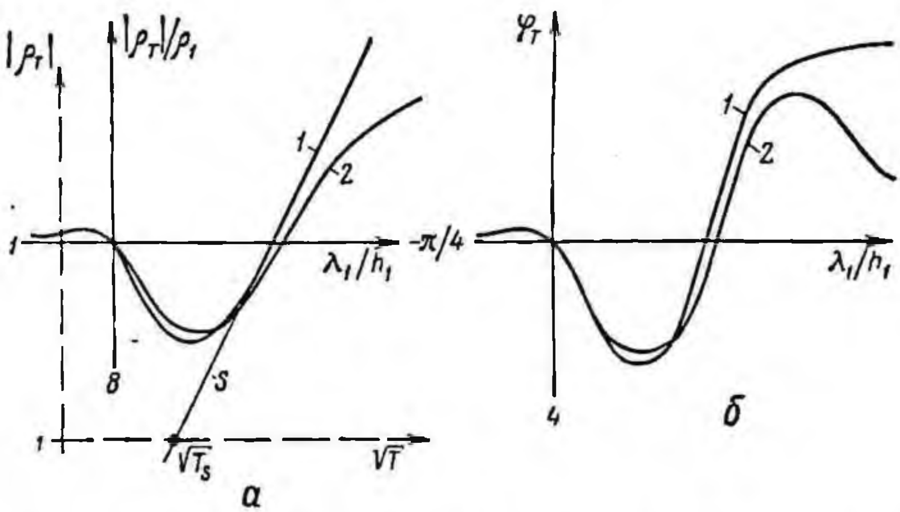


Рис. 6. Амплитудные (*а*) и фазовые (*б*) кривые МТЗ типа Н для случаев, когда $\rho_3 = \infty$ (*1*) и $\rho_3 \neq \infty$ (*2*)

К таким же результатам придем при анализе выражения (46) для частотных зондирований. Поэтому запишем, что при $\lambda_1/h_1 \to \infty$

$$\left.\begin{aligned} &\frac{|\rho_\omega|}{\rho_1} = \left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda_1/h_1}\cdot\frac{H}{h_1}\right)^2;\\ &\varphi_\omega = -\frac{\pi}{2}.\end{aligned}\right\} \qquad (80)$$

Правой асимптотой ниспадающей ветви амплитудных кривых частотных и магнитотеллурических зондирований при $\mu_3 = 0$ служит линия H, представленная уравнениями (79) и (80). В логарифмических координатах уравнение линии H запишется так:

$$\lg\frac{|\rho_T|}{\rho_1} = -2\lg\frac{\lambda_1}{h_1} + 2\lg 2\pi\sqrt{2}\,\frac{H}{h_1}.$$

Следовательно, правая асимптота наклонена к оси абсцисс под углом $\alpha = \operatorname{arctg}(-2) = -63°\,26'$, и отсекает на горизонтальной оси $|\rho_T| = \rho_1$ или $|\rho_\omega| = \rho_1$ отрезок, равный

$$\lg \frac{\lambda_1}{h_1} = \lg 2\pi \sqrt{2}\,\frac{H}{h_1}.$$

Абсцисса точки пересечения

$$\frac{\lambda_1}{h_1} = 2\pi \sqrt{2}\,\frac{H}{h_1}.$$

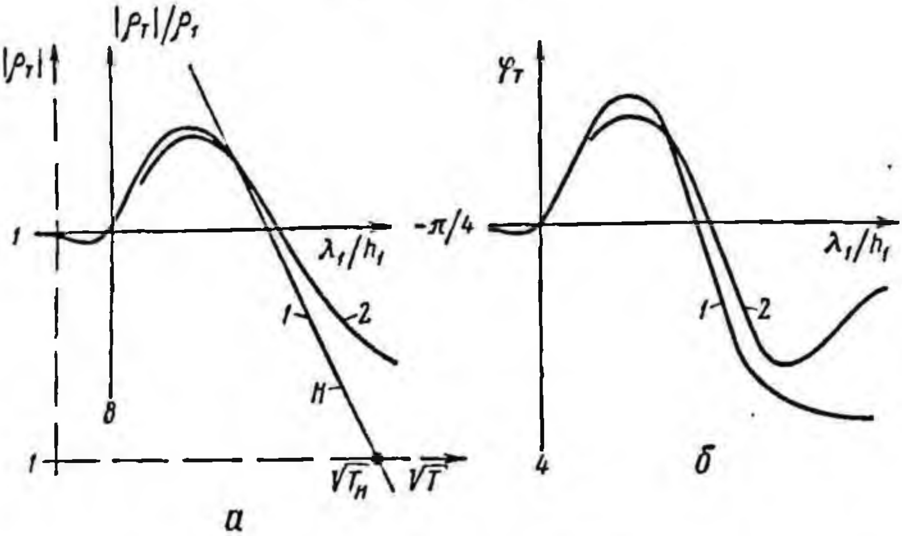


Рис. 7. Амплитудные (*а*) и фазовые (*б*) кривые МТЗ и ЧЗ типа К для случаев, когда $\rho_3 = 0$ (*1*) и $\rho_3 \neq 0$ (*2*)

Найдем уравнение линии H в практических координатах $\sqrt{T}, |\rho_T|$. Из (79) после сокращения на ρ_1 следует

$$|\rho_T| = \left(\frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{10^7}} \cdot \frac{H}{\sqrt{T}}\right)^2. \tag{81}$$

Линия H пересекает горизонтальную ось бланка с ординатой $|\rho_T| = 1$ в точке с абсциссой

$$\sqrt{T_H} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{10^7}}\,H. \tag{82}$$

Отсюда

$$H = 356\sqrt{T_H}. \tag{83}$$

По правым ниспадающим ветвям амплитудных кривых ЧЗ и МТЗ однозначно определяется глубина залегания опорного горизонта, представленного слоем с очень низким удельным сопротивлением (рис. 7).

3. Рассмотрим случай, когда $0 < \mu_3 < \infty$. Предположим сначала, что $\mu_3 \gg \mu_2$. Тогда для трехслойных кривых типа H или A при $\lambda_1/h_1 \to \infty$

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} \approx \mathrm{cth}^2\left[\frac{2\pi \sqrt{2}\, e^{-i(\pi/4)}}{\lambda_1/h_1}\left(1+\frac{\nu_2}{\mu_2}\right)+\frac{1}{\sqrt{\mu_3}}\right] \approx \mu_3; \qquad (84)$$

$$\varphi_T = 0; \quad \psi_T = -\frac{\pi}{4}.$$

Для кривых типа K и Q ($\mu_3 \ll \mu_2$) при $\lambda_1/h_1 \to \infty$

$$\frac{\rho_T}{\rho_1} \approx \mathrm{th}^2\left[\frac{2\pi \sqrt{2}\, e^{-i(\pi/4)}}{\lambda_1/h_1}(1+\nu_2)+\sqrt{\mu_3}\right] \approx \mu_3; \qquad (85)$$

$$\varphi_T = 0; \quad \psi_T = -\frac{\pi}{4}.$$

Аналогичные результаты получим и для кривых частотных зондирований. Правыми асимптотами для многослойных амплитудных кривых МТЗ и ЧЗ при $\mu_3 \neq 0$ и $\mu_3 \neq \infty$ служат горизонтальные прямые $|\rho_{T,\omega}| = \rho_n$, а для фазовых кривых — горизонтальная ось $\varphi_{T,\omega} = 0$ или $\psi_T = -\pi/4$.

Симметричность кривых МТЗ и ЧЗ (при $\mu_n \neq \infty$)

Сравнивая асимптотические формулы (77) и (79), (78) и (83), (84) и (85), нетрудно заметить симметричность амплитудных и фазовых кривых МТЗ и ЧЗ (при $\mu_n \neq \infty$) относительно горизонтальной оси $|\rho_{T,\omega}| = \rho_1$, $\varphi_{T,\omega} = 0$ или $\psi_T = -\pi/4$. Кривые зондирования типа K и Q при наложении некоторых условий являются зеркальным отображением кривых типа H и A (см. рис. 6 и 7).

Симметричность кривых обусловлена наличием простой связи между приведенными импедансами: $R_{1,n}(\omega)$ для разреза с параметрами $\mu_2, \mu_3, \ldots, \mu_n$ и $R'_{1,n}(\omega)$ — для разреза с обратными значениями параметров $1/\mu_2$, $1/\mu_3, \ldots, 1/\mu_n$. Например, для двухслойной среды, полагая $\rho_1 = \mathrm{const}$,

$$R^{(\omega)}_{1,2} = \mathrm{cth}\left(k_1h_1 + \mathrm{Arcth}\sqrt{\mu_2}\right) = \mathrm{cth}\left(k_1h_1 + \mathrm{Ar\,th}\frac{1}{\sqrt{\mu_2}}\right) =$$

$$= \frac{1}{\mathrm{th}\left(k_1h_1 + \mathrm{Arth}\sqrt{\mu'_2}\right)} = \frac{1}{R'_{1,2}(\omega)},$$

где $\mu'_2 = 1/\mu_2$.

То же самое можно показать и для многослойной среды. В общем виде условия симметрии можно записать так:

$$\left.\begin{aligned} &\mu'_2 = \frac{1}{\mu_2}; \quad \mu'_3 = \frac{1}{\mu_3}; \quad \ldots; \quad \mu'_n = \frac{1}{\mu_n}; \\ &\nu'_2 = \frac{\nu_2}{\mu_2}; \quad \nu'_3 = \frac{\nu_3}{\mu_3}; \quad \ldots; \quad \nu'_{n-1} = \frac{\nu_{n-1}}{\mu_{n-1}}. \end{aligned}\right\} \qquad (86)$$

Свойство симметрии позволяет ограничить число необходимых палеток для графического построения и интерпретации кривых МТЗ и ЧЗ.

Правые асимптоты волновых кривых ЧЗ при $\mu_n = \infty$

Особый случай представляет собой анализ асимптотических решений в дальней зоне при наличии в разрезе пласта с очень высоким удельным сопротивлением. При этом характер поля существенно меняется. Электромагнитная энергия будет поступать к точке наблюдения по двум каналам: воздуху и непроводящему пласту.

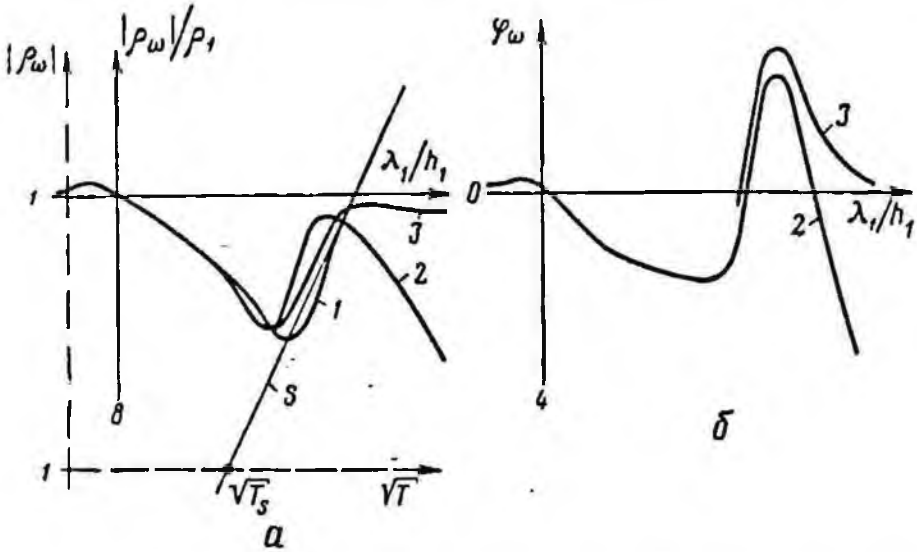


Рис. 8. Амплитудные (*а*) и фазовые (*б*) кривые ЧЗ типа Н для случая $\rho_3 = \infty$.
1 — волновая кривая; *2* — кривые магнитного зондирования; *3* — кривые экваториального электрического зондирования

Если мощность последнего в несколько раз превышает мощность покровных образований, то он становится опорным горизонтом, и напряженность поля при низких частотах почти удваивается (Ваньян, 1965). Поэтому при $\lambda_1/h_1 \to \infty$ можно записать

$$\frac{\rho_\omega}{\rho_1} \approx 2R^2_{1,n} \approx \left(\frac{\lambda_1}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S} \cdot \frac{1}{2\pi}\right)^2 e^{i(\pi/4)}. \qquad (87)$$

Выделив амплитудную часть и фазу, найдем уравнения для правых асимптот:

$$\frac{|\rho_\omega|}{\rho_1} = \left(\frac{\lambda_1}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S} \cdot \frac{1}{2\pi}\right)^2; \quad \varphi_\omega = \frac{\pi}{2}. \qquad (88)$$

Легко показать, что правая асимптота амплитудной кривой — линия S — наклонена к оси абсцисс под углом 63° 26′ и пересекает горизонтальную ось теоретического графика $|\rho_\omega| = \rho_1$ в точке, где

$$\lambda_1/h_1 = 2\pi S/S_1.$$

Из (87) найдем уравнение линии S в практических координатах $\sqrt{T}$ и $|\rho_\omega|$:

$$|\rho_\omega| = \frac{10^7(\sqrt{T})^2}{(2\pi S)^2}.$$

При $|\rho_\omega| = 1$ (рис. 8)

$$\sqrt{T_S} = \frac{2\pi}{\sqrt{10^7}} S.$$

Отсюда

$$S = 503\sqrt{T_S}. \qquad (89)$$

Правые асимптоты волновых кривых ЗС

Для определения правых асимптот кривых становления поля воспользуемся формулой (54). Принимая во внимание, что поздняя стадия становления поля связана с его низкочастотной частью, запишем при $\tau_1/h_1 \to \infty$:

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} \approx \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\rho_\omega}{\rho_1}\right)_{\lambda_1/h_1\to\infty}\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\ . \qquad (90)$$

Рассмотрим два случая: $\mu_3 = \infty$ и $0 < \mu_3 < \infty$.

1. Пусть $\mu_3 = \infty$. Подставим ранее найденное асимптотическое выражение (87) в формулу (90).

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} \approx \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\lambda_1}{h_1}\cdot\frac{S_1}{S}\cdot\frac{e^{i(\pi/4)}}{2\pi}\right)^2\frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}d\omega =$$

$$= \left(\frac{S_1}{2\pi S}\right)^2\frac{10^7 2\pi\rho_1}{h_1^2}\cdot\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-i\omega t}}{(-i\omega)^2}d\omega = \left(\frac{S_1}{2\pi S}\right)^2\frac{10^7 2\pi\rho_1}{h_1^2}t.$$

Отсюда уравнение правой асимптоты для кривых ЗС

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \left(\frac{\tau_1}{h_1}\cdot\frac{S_1}{S}\cdot\frac{1}{2\pi}\right)^2. \qquad (91)$$

В логарифмической форме — это уравнение прямой, наклоненной к оси абсцисс под углом $\alpha = \operatorname{arctg} 2 = 63°26'$. Ее принято называть линией S. Линия S пересекает горизонтальную ось теоретического графика с ординатой $\rho_\tau = \rho_1$ в точке, где

$$\frac{\tau_1}{h_1} = 2\pi\frac{S}{S_1}.$$

После несложных преобразований формулы (91) можно найти уравнение правой асимптоты в практических координатах $\sqrt{2\pi t}$, ρ_τ.

$$\rho_\tau = \frac{10^7}{(2\pi S)^2}\left(\sqrt{2\pi t}\right)^2.$$

При $$\rho_\tau = 1 \quad \sqrt{2\pi t_s} = \frac{2\pi}{\sqrt{10^7}} S;$$

$$S = 503\sqrt{2\pi t_S}. \tag{92}$$

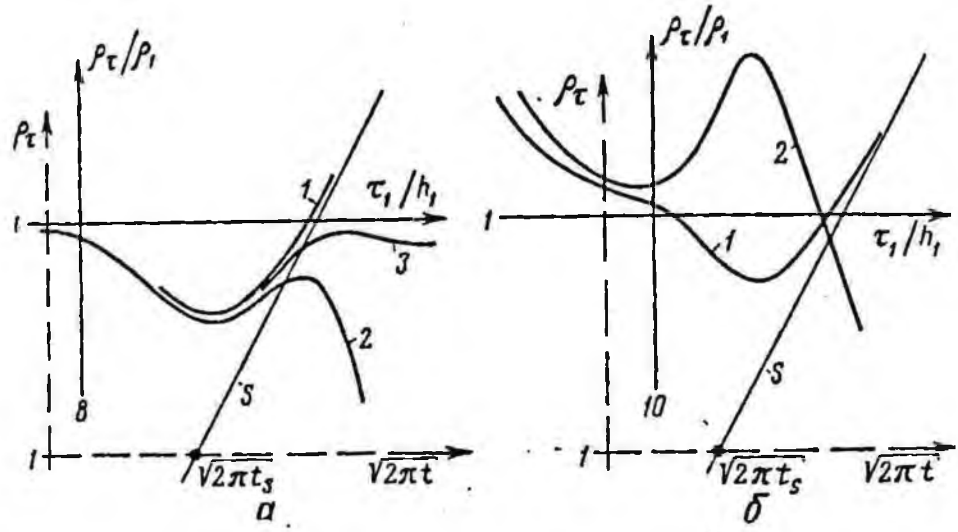


Рис. 9. Кривые становления электромагнитного поля.

а — в дальней зоне (ЗС) типа Н: *1* — волновая, *2* — магнитного поля (ЗСМ), *3* — электрического поля (ЗСЭ); *б* — в ближней зоне (ЗСБЗ): *1* — типа Н, *2* — типа К

Суммарная продольная проводимость численно равна абсциссе точки пересечения линии S с единичной осью бланка ($\rho_\tau = 1$), умноженной на коэффициент 503 (рис. 9, *а*).

2. Рассмотрим случай, когда сопротивление опорного горизонта отличается от бесконечности ($0 \leqslant \mu_3 < \infty$). Подставив в формулу (90) асимптотические значения ρ_ω, полученные ранее в формулах (84)—(85), найдем:

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} \approx \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \mu_3 \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega}\, d\omega = \frac{\rho_3}{\rho_1}$$

Правой асимптотой волновой кривой в общем виде служит горизонтальная прямая $\rho_\tau = \rho_n$, где ρ_n — удельное сопротивление подстилающего основания.

Правая асимптота кривых ЗСБЗ при $\mu_n = \infty$

Уравнение правой асимптоты при $\tau_1/h_1 \to \infty$ для кривых становления поля в ближней зоне найдем по формулам (56):

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \left(\frac{E_\theta^0}{E_\theta}\right)^{2/3}; \quad \frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \left(\frac{\dot{B}_z^0}{\dot{B}_z}\right)^{2/3}.$$

В случае установки петля — диполь

$$E_\theta^0 = \frac{Mr\mu_0^{3/2}}{5 \cdot 2^3\pi^{3/2}t^{5/2}\rho_1^{3/2}} = \frac{Mr\rho_1 \cdot 2^4\pi^3 \sqrt{2\pi}}{(r_1/h_1)^5\, 5h_1^5}.$$

Для многослойной среды, подстилаемой изолятором, А. А. Кауфманом и Г. М. Морозовой (1970) получена следующая асимптотическая формула при $\tau_1/h_1 \to \infty$:

$$E_\theta = \frac{3M\mu_0^4 \cdot S^3}{2^5\pi t^4} = \frac{3Mr\rho_1 2^7\pi^7}{(\tau_1/h_1)^8 h_1^5} \cdot \frac{S^3}{S_1^3}. \tag{93}$$

Отсюда уравнение правой асимптоты кривых ЗСБЗ — линии S — будет иметь вид

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} = \left(\frac{E_\theta^2}{E_\theta}\right)^{2/3} \approx \left(\frac{\tau_1}{h_1} \cdot \frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{1}{c}\right)^2, \tag{94}$$

где $c = (15\sqrt{\pi/2})^{1/3} \approx 2,658$.

То же самое получим и для установки диполь—петля.

Уравнение (94) отличается от аналогичного ему уравнения (91) для кривых ЗС только постоянным множителем c. Нетрудно показать, что в логарифмических координатах линия S представляет собой прямую, наклоненную к оси абсцисс под углом 63° 26′ (рис. 9, *б*). Линия S отсекает на горизонтальной оси $\rho_\tau = 1$ отрезок, равный

$$\lg \sqrt{2\pi t_S} = \lg (cS/503).$$

Отсюда суммарная продольная проводимость численно равна произведению абсциссы точки пересечения на число $503/c \approx 189,3$, или

$$S = 189,3 \sqrt{2\pi t_S}. \tag{95}$$

§ 6. ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Согласно теореме о единственности решения обратной задачи (Slichter, 1933; Stevenson, 1934; Тихонов, 1949, 1965) по результатам измерения элементов электромагнитного поля на поверхности горизонтально-слоистой среды можно сделать однозначное заключение об изменении электропроводности с глубиной. Иными словами, для заданного разреза мы должны получить только одну присущую ему кривую кажущегося сопротивления. Однако в силу ошибок полевых измерений условия теоремы о единственности нарушаются, и обратная задача становится типично некорректной. Для одного и того же разреза можно получить множество кривых кажущегося сопротивления, укладывающихся в пределах ошибок измерений (если ошибки — случайные величины). И, что самое существенное, при наблюдении над разными слоистыми средами иногда получаем практически совпадающие кривые зондирования. Расхождение между ними зачастую меньше, чем ошибка полевых измерений. Такие кривые и соответствующие им разрезы называют эквивалентными, а совокупность правил и закономерностей, предопределяющих совпадение кривых кажущегося сопротивления, принципом эквивалентности.

Очевидно, принцип эквивалентности справедлив только в пределах погрешности полевых наблюдений и главным образом при изучении тонкослоистых сред. Например, пачка слоев малой мощности выделяется на кривой зондирования как единый анизотропный пласт, имеющий среднее удельное сопротивление. А отдельный маломощный пласт либо почти не проявляется на кривой зондирования, либо отмечается глубоким и острым экстремумом, но найти его параметры однозначно не представляется возможным. В благоприятных условиях удается определить лишь пределы их изменения, но не сами искомые величины. Если же мощность выделяемого пласта превышает глубину залегания его кровли, то, как увидим ниже, принцип эквивалентности теряет силу. В таком случае обратная задача электроразведки представляется вполне корректной (ошибка определения параметров слоев сравнима с ошибкой полевых наблюдений).

Исследователи уделяли большое внимание изучению принципа эквивалентности и пределов его применимости (Заборовский, 1963; Пылаев, 1968; Колмаков, 1962; Ваньян, 1965; Матвеев, 1964, 1965, 1966; Хмелевской, 1970 и др.). Основываясь на общности пространственно-частотных характеристик среды, легко доказать существование принципа эквивалентности для всех видов электромагнитного зондирования.

Действительно, как следует из формул (4)—(8), (37)—(47), (49)—(54) и (65)—(72), кажущееся сопротивление связано с параметрами среды через функции типа $R_{1,n}(m, \omega)$. Поэтому для доказательства необходимо показать постоянство этих функций при изменяющихся параметрах геоэлектрического разреза. Для упрощения выкладок исследуем различные случаи эквивалентности в волновой зоне (при $m \to 0$, $\omega \neq 0$) и в стационарном поле (при $m \neq 0$, $\omega \to 0$). Сначала рассмотрим трехслойный разрез типа H или A с хорошо проводящим промежуточным слоем, а затем — разрез типа K или Q с относительно плохо проводящим слоем. Доказательство возможно только в том случае, если мощность промежуточного слоя мала и его удельное сопротивление резко отличается от сопротивления вмещающих пластов.

Для трехслойной среды типа Н и А при $\omega \neq 0$, $m \to 0$

$$R_{1,3}(m, \omega) \to R_{1,3}(\omega) = \operatorname{cth}\left[k_1 h_1 + \operatorname{Arcth} \sqrt{\mu_2} \operatorname{cth}\left(k_1 h_1 \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \operatorname{Arcth} \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}}\right)\right].$$

Пусть $\nu_2 \ll 1$ и $\mu_2 \ll \mu_3$. Тогда

$$\operatorname{Arcth} \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}} \approx \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_3}};$$

$$\operatorname{cth}\left(k_1 h_1 \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} + \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_3}}\right) \approx \frac{1}{k_1 h_1 \frac{\nu_2}{\mu_2} + \frac{1}{\sqrt{\mu_3}}}; \tag{96}$$

$$R_{1,3}(\omega) \approx \operatorname{cth}\left(k_1 h_1 + \operatorname{Arcth} \frac{1}{k_1 h_1 \frac{\nu_2}{\mu_2} + \frac{1}{\sqrt{\mu_3}}}\right).$$

В стационарном поле ($m \neq 0$, $\omega \to 0$)

$$R_{1,3}(m, \omega) \to R_{1,3}(m) = \operatorname{cth}\left[m h_1 + \operatorname{Arcth} \mu_2 \operatorname{cth}\left(m h_1 \nu_2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \operatorname{Arcth} \frac{\mu_3}{\mu_2}\right)\right].$$

При $\nu_2 \ll 1$ и $\mu_3 \ll \mu_2$

$$R_{1,3}^{\prime}(m) \approx \operatorname{cth}\left(m \rho_1 S_1 + \operatorname{Arcth} \frac{1}{m h_1 \frac{\nu_2}{\mu_2} + \frac{\rho_1}{\rho_3}}\right), \tag{97}$$

что и требовалось доказать. Одинаковое изменение мощности и удельного сопротивления второго слоя (ν_2, μ_2) в некоторых пределах (при фиксированных ρ_1 и ρ_3) не повлечет за собой существенного изменения функции $R_{1,3}(m, \omega)$, а следовательно, и кажущегося сопротивления. Отсюда видно, что необходимым условием эквивалентности кривых электромагнитного зондирования типа Н и А является постоянство отношения ν_2/μ_2 или, что то же, $S/S_1 = 1 + \nu_2/\mu_2$ — постоянство продольной проводимости слоев разреза. Это правило называют эквивалентностью по S. Математически оно запишется так:

для трехслойной среды

$$\frac{\nu_2}{\mu_2} = \frac{S_2}{S_1} = \text{const} \tag{98}$$

или при фиксированных параметрах h_1 и ρ_1

$$S_1 + S_2 = S = \text{const};$$

для четырехслойной среды

$$\frac{\nu_2}{\mu_2} + \frac{\nu_3}{\mu_3} = \frac{S_2}{S_1} + \frac{S_3}{S_1} = \text{const}$$

или

$$S_1+S_2+S_3=S=\text{const}$$

и т. д.

Физический смысл принципа эквивалентности по S нетрудно понять, исходя из распределения плотности тока j в проводящем пласте (ибо магнитные и электрические компоненты поля пропорциональны вектору j). Величина и направление тока будут зависеть от мощности пласта, частоты изменения поля и разносов. В относительно тонком проводящем пласте, граничащем с плохо проводящим основанием, преобладает горизонтальная составляющая. Изменение вектора плотности тока по вертикали вследствие скин-эффекта или увеличения разноса весьма мало. Электромагнитное поле в таких условиях практически однородно, и его компоненты будут зависеть главным образом от продольной проводимости пласта. Небольшое и одинаковое увеличение (или уменьшение) мощности и удельного сопротивления пласта в одну сторону при сохранении постоянства его продольной проводимости не повлечет за собой существенного изменения поля, а следовательно, и кажущегося сопротивления.

Эквивалентность по S присуща всем модификациям электромагнитного зондирования. Однако предельная величина мощности, при которой начинает проявляться принцип эквивалентности, зависит от вида зондирования. Исследования показывают, что изменение поля в тонких пластах вследствие скин-эффекта происходит более интенсивно, чем при увеличении разноса. По сравнению с электрическими (геометрическими) зондированиями индукционные зондирования обладают большей разрешающей способностью.

Пределы применимости принципа эквивалентности по S изучали опытным путем (Матвеев, 1965, 1966) и примерно по той же методике, какой пользовался А. М. Пылаев (1968). На рис. 10 представлена обобщенная номограмма пределов применимости принципа эквивалентности по S для всех модификаций электромагнитного зондирования. Она составлена по результатам анализа теоретических трехслойных кривых ВЭЗ, ДЭЗ, МТЗ, ЧЗ, ЗС и ЗСБЗ типа Н и А при $\rho_n = \infty$. Эквивалентными считались кривые, совпадающие с точностью до 5%. На номограмме представлены три типа предельных кривых: сплошные (*1*) — для ВЭЗ и ДЭЗ, тонкие с точками («телеграфные») (*2*) — для МТЗ, ЧЗ и ЗС, точечные, прерывистые (*2*) — для ЗСБЗ. Пределы эквивалентных параметров определяются вдоль пунктирной линии $S/S_1 = \text{const}$ (или параллельным ей линиям). Выделены области корректных решений обратной задачи: *I* — для ВЭЗ и ДЭЗ, *II* — МТЗ, ЧЗ и ЗС, *III* — ЗСБЗ. Выше части III идет область ограниченной S-эквивалентности, далее область беспредельной S-эквивалентности. Как видно из номограммы, однозначная интерпретация кривых типа А (при всех видах зондирования) возможна лишь при $S_2/S_1 \geq 2$ ($\nu_2/\mu_2 \geq 2$). Иными словами, проводимость второго слоя должна в 2 раза и более превышать проводимость покрывающих пород. Для разрезов типа II кроме этого необходимо ограничение и по мощности: при электрическом зондировании — $S_2/S_1 > 2$, $h_2/h_1 > 2$, при индукционном зондировании — $S_2/S_1 > 2$, $h_2/h_1 \geqslant 1$.

С увеличением проводимости разреза область однозначной интерпретации для индукционных зондирований расширяется, а для электрических зондирований сужается. Наибольшей разрешающей способностью обладают модификации зондирования по методу становления поля в ближней зоне.

Рассмотрим теперь разрезы типа К и Q, подстилаемые хорошо проводящим основанием. Для доказательства эквивалентности трехслойных кривых типа К и Q рассмотрим функцию $R_{1,3}(m, \omega)$,

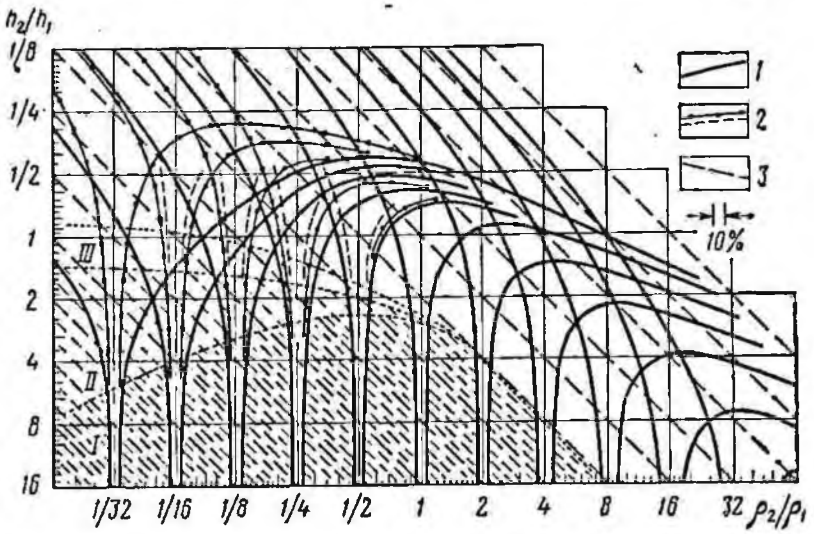


Рис. 10. Обобщенная номограмма пределов применимости принципа эквивалентности по S для кривых типа Н и А при $\rho_3 = \infty$

I, *II*, *III* — области однозначной интерпретации, соответственно, для кривых электрического зондирования (ВЭЗ, ДЭЗ — *I*), индукционного зондирования (МТЗ, ЧЗ, ЗС-*II*, ЗСБЗ — *III*); *1* — $\omega = 0$; *2* — $\omega \neq 0$; *3* — $S/S_1 = \text{const}$

записанную в гиперболических тангенсах. Для волновой зоны ($m \to 0$, $\omega \neq 0$).

$$R_{1,3}(\omega, m) \to R_{1,3}(\omega) = \operatorname{th}\left[k_1 h_1 + \operatorname{Arth}\sqrt{\mu_2}\,\operatorname{th}\left(k_1 h_1 \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \operatorname{Arth}\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}}\right)\right].$$

Пусть $\mu_2 \gg 1$, $\nu_2 < 1$ и $\mu_3 \ll \mu_2$. Тогда

$$\operatorname{Arth}\sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}} \approx \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}};$$

$$\operatorname{th}\left(k_1 h_1 \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} + \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}}\right) \approx k_1 h_1 \frac{\nu_2}{\sqrt{\mu_2}} + \sqrt{\frac{\mu_3}{\mu_2}};$$

$$R_{1,3}(\omega) \approx \operatorname{th}\left[k_1 h_1 + \operatorname{Arth}\left(k_1 h_1 \nu_2 + \sqrt{\mu_3}\right)\right].$$

Следовательно, при высоком сопротивлении промежуточного слоя функция $R_{1,3}(\omega)$, а значит и кажущееся сопротивление (ρ_T, ρ_ω, ρ_τ) будут зависеть главным образом от ν_2 — мощности второго слоя. Колебания удельного сопротивления промежуточного слоя в некоторых пределах практически не отражаются на форме кривой зондирования.

Необходимым условием эквивалентности для кривых типа K и Q (при $\mu_3 = \text{const}$) будет требование постоянства мощности промежуточного слоя. Математически оно запишется так:

для трехслойной среды

$$\nu_2 = \frac{h_2}{h_1} = \text{const} \qquad (99)$$

или при фиксированном значении h_1

$$h_1 + h_2 = H = \text{const}; \qquad (100)$$

для четырехслойной среды

$$\nu_2 + \nu_3 = \frac{h_2}{h_1} + \frac{h_3}{h_1} = \text{const}$$

или

$$h_1 + h_2 + h_3 = H = \text{const т. п.}$$

По аналогии с принципом эквивалентности по S выявленное правило называют эквивалентностью по H. Это новый тип эквивалентности, не встречавшийся ранее в электроразведке постоянным током. На его существование указывали в своих работах А. Н. Тихонов и М. Н. Бердичевский. Наиболее четкая формулировка дана в работах М. В. Колмакова (1962) и Л. Л. Ваньяна (1965).

Существование принципа эквивалентности по H физически связано с тем обстоятельством, что в разрезах типа K и Q, содержащих пласт очень высокого сопротивления, электромагнитное поле формируется в результате взаимодействия магнитных полей, возбуждаемых вихревыми токами, которые протекают в верхнем слое и главным образом в хорошо проводящем подстилающем основании. Колебание удельного сопротивления промежуточного пласта в некоторых пределах слабо влияет на магнитное поле, в то время как изменение его мощности сокращает или увеличивает расстояние между взаимодействующими полями и существенно сказывается на величине измеряемых компонентов (Ваньян, 1965). Принцип эквивалентности по H справедлив почти для всех модификаций индукционного зондирования. Исключение составляют модификации, основанные на изучении электрического поля заземленного диполя (ЧЗЭ, ЗСЭ) при конечных разносах установки (т. е. не в волновой зоне). В зависимости от частоты и разноса на электрическую часть поля оказывает влияние не только мощность, но и поперечное сопротивление промежуточного слоя. Но об этом будет сказано ниже.

На рис. 11 представлена обобщенная номограмма пределов применимости принципа эквивалентности по H для трехслойных кривых типа K и Q всех видов индукционного зондирования при $\rho_3 = 0$. Пределы, в которых заключены параметры эквивалентных разрезов, определяются вдоль горизонтальных линий между левой и правой «телеграфными» кривыми.

По кривым типа K мощность и удельное сопротивление промежуточного слоя можно найти однозначно при $\nu_2/\mu_2 \geq 2$. При меньшем значении этого отношения мощность находится однозначно, а удельное сопротивление определяется в широких пределах.

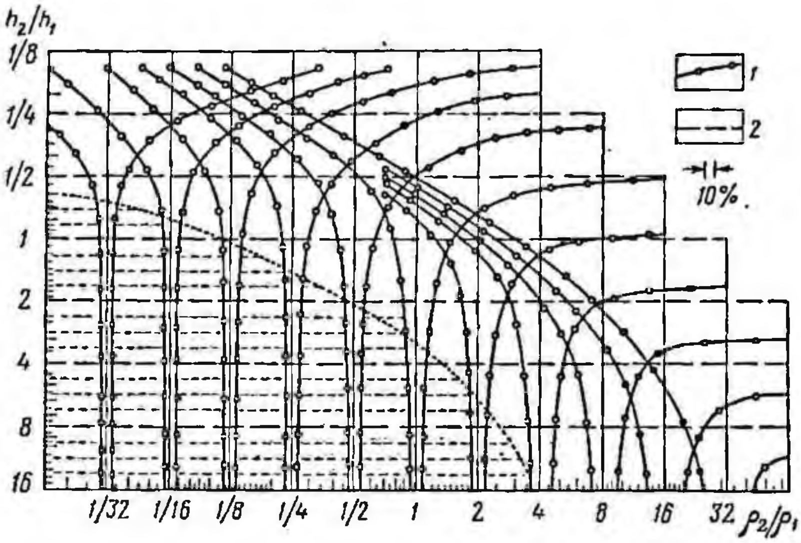


Рис. 11. Обобщенная номограмма пределов применимости принципа эквивалентности по H для кривых типа K и Q индукционного зондирования при $\rho_3 = 0$.

1 — $\omega \neq 0$; 2 — $H/h_1 = \text{const}$. Заштрихована область практически однозначной интерпретации

Для кривых типа Q область однозначного определения параметров промежуточного слоя (мощность и удельное сопротивление) начинается примерно с $\nu_2 \geq 1$. При меньшем значении ν_2 однозначно находится мощность, а удельное сопротивление оценивается в некоторых пределах. В любом случае по правой ниспадающей ветви кривой типа K или Q при $\rho_3 = 0$ однозначно определяется суммарная мощность $h_1 + h_2$. Сделанные выводы легко распространить на многослойный разрез, подстилаемый хорошо проводящим основанием. В качестве h_1 надо взять суммарную мощность пород, покрывающих пласт высокого сопротивления.

Рассмотрим, наконец, эквивалентность трехслойных разрезов типа K и Q в поле постоянного тока. При $\omega \to 0$ и $m \neq 0$

$$R_{1,3}(m, \omega) \to R_{1,3}(m) = \operatorname{th}\left[mh_1 + \operatorname{Arth}\mu_2 \operatorname{th}\left(mh_1\nu_2 + \operatorname{Arth}\frac{\mu_3}{\mu_2}\right)\right].$$

Пусть $\nu_2 \ll 1$, $\mu_3 \ll \mu_2$. Тогда

$$\operatorname{Arth}\frac{\mu_3}{\mu_2} \approx \frac{\mu_3}{\mu_2};$$

$$\operatorname{th}\left(mh_1\nu_2 + \frac{\mu_3}{\mu_2}\right) \approx mh_1\nu_2 + \frac{\mu_3}{\mu_2};$$

$$R_{1,3}(m) \approx \operatorname{th}[mh_1 + \operatorname{Arth}(mh_1\nu_2\mu_2 + \mu_3)],$$

что и требовалось доказать. При высоком сопротивлении промежуточного слоя функция $R_{1,3}(m)$, а значит и кажущееся сопротивление зависят главным образом от его поперечного сопротивления $\nu_2\mu_2 = T_2/T_1$. Если мощность и сопротивление промежуточного слоя изменяются в некоторых пределах, но так, что их произведение сохраняется неизменным, то и кажущееся сопротивление практически останется без изменений. Для трехслойной среды это условие запишем так:

$$\nu_2\mu_2 = \frac{T_2}{T_1} = \text{const} \tag{101}$$

или при фиксированных параметрах первого слоя

$$T_1 + T_2 = T = \text{const}.$$

Для четырехслойной среды с тонкими промежуточными слоями относительно высокого сопротивления

$$\nu_2\mu_2 + \nu_3\mu_3 = \frac{T_2}{T_1} + \frac{T_3}{T_1} = \text{const}$$

или

$$T_1 + T_2 + T_3 = \text{const} \text{ и т. п.}$$

Следовательно, необходимым условием эквивалентности кривых типа K и Q при электрическом зондировании должно быть постоянство поперечного сопротивления. Это правило называют эквивалентностью по T.

Физически эквивалентность по T объясняется тем, что в промежуточном пласте относительно высокого сопротивления преобладает вертикальная составляющая плотности тока. Поэтому формирование электрического поля зависит главным образом от поперечного сопротивления разреза.

На рис. 12 показана обобщенная номограмма пределов применимости принципа эквивалентности по T для трехслойных кривых типа K и Q. Параметры эквивалентных разрезов находятся вдоль линий T, наклоненных к горизонтальной оси под углом 45°. Номограммы составлены по результатам анализа трехслойных кривых

ВЭЗ и ДЭЗ типа K и Q и являются общими для всех видов электрических зондирований постоянным током. На приведенной номограмме в интервале сопротивлений $1/8 < \mu_2 < 2$ при $\nu_2 > 2$ выделяется область однозначной интерпретации, где принцип эквивалентности практически не применим. Вне этой области наблюдается зона ограниченной эквивалентности, а при $\nu_2 < 1/2$ начинается область T-эквивалентности, где кажущееся сопротивление зависит только от поперечного сопротивления геоэлектрического разреза.

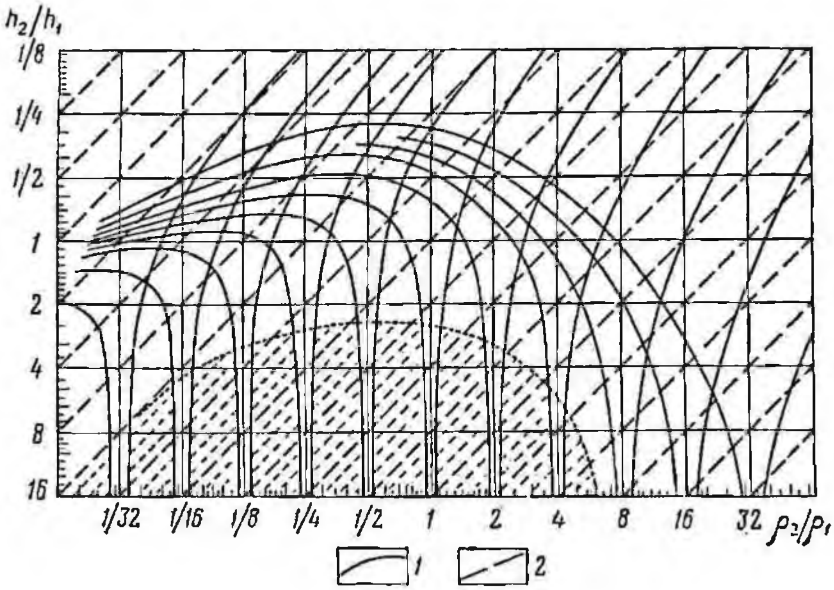


Рис. 12. Обобщенная номограмма пределов применимости принципа эквивалентности по T для кривых типа K и Q электрического зондирования.

1 — $\omega = 0$; *2* — $T/T_1 = \text{const}$. Заштрихована область практически однозначной интерпретации

Для индукционных зондирований при конечных, ограниченных разносах установки пределы и тип эквивалентности будут зависеть от частоты изменения поля или времени его становления. В волновой зоне, или в период ранней стадии становления, когда в частотном спектре поля преобладают высокие гармоники, все описанные выше закономерности сохраняют свою силу: в зависимости от типа разреза на левые волновые ветви кривых зондирования распространяется принцип эквивалентности по S или по H. С уменьшением частоты, или в период поздней стадии становления поля ($\omega \to 0$) начинают сказываться закономерности стационарного тока. Для проводящих разрезов тип эквивалентности сохраняется прежний (по S), однако пределы его применимости несколько расширяются и стремятся к пределам, свойственным для постоянного тока. Исследования расчетных кривых показали, что в диапазоне оптимальных разносов $4 \leqslant r/H < 8$ и среднем интервале сопротивлений $1/4 < \mu_2 < 4$ пределы мало изменяются с частотой (Матвеев, 1965; Лам Куанг Тхиен, 1969).

При понижении частоты до нуля в разрезах с плохо проводящими экранами формирование электрической части поля заземленного диполя будет зависеть от поперечного сопротивления T. Здесь происходит инверсия типа эквивалентности от H к T, хотя с понижением частоты пределы его применимости практически не меняются. Другими словами, на правые ветви кривых ЧЗЭ и ЗСЭ типа K и Q при $\omega \to 0$ распространяется принцип эквивалентности по T, как в ВЭЗ. Л. Л. Ваньян (1965) называет такое явление смешанным типом эквивалентности ($H - T$).

ГЛАВА II

ПРИЕМЫ ГРАФИЧЕСКОГО ПОСТРОЕНИЯ КРИВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Наряду с точными расчетными способами получения кривых кажущегося сопротивления в электроразведке известны приближенные графические методы построения, которыми часто пользуются в производственных условиях (Каленов, 1957; Завадская, 1969; Матвеев, 1964, 1966). Потребность в них возникает, например, на стадии проектирования электроразведочных работ, когда необходимо хотя бы в общих чертах составить представление о геоэлектрическом разрезе и оценить предполагаемые значения кажущихся сопротивлений, чтобы правильно выбрать методику наблюдений.

В период камеральных работ графические методы используют для интерпретации результатов по методу подбора, при анализе геоэлектрического разреза вблизи параметрических скважин, изучении действия принципа эквивалентности и с целью разработки новых схем интерпретации применительно к конкретным условиям. Невысокая точность ($5 \div 7\%$) графических построений вполне окупается их простотой, доступностью и возможностью быстрого получения необходимого набора теоретических кривых для любого заданного разреза.

В настоящей главе описана универсальная методика графического построения многослойных кривых зондирования ускоренными приемами с помощью сводных палеток. Сводные палетки составлены с таким расчетом, чтобы сократить вспомогательные вычисления и построения. За один прием вычерчивают сразу трехслойную, а не двухслойную кривую.

Существенной особенностью методики является использование опорной сети, состоящей из начала координат, характерных точек (x, y), общих линий S, T и H.

Наличие опорной сети позволяет вводить поправки за влияние нижележащих пластов. Построения по сводным палеткам выполняют примерно в 3—5 раз быстрее, а главное точнее, чем обычными методами.

§ 7. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ГРАФИЧЕСКОГО ПОСТРОЕНИЯ КРИВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

При малых действующих расстояниях (разносах) кажущееся сопротивление зависит главным образом от строения верхней части разреза. Обычно считается, что, например, при построении левой ветви кривой ВЭЗ влиянием третьего и более глубоких слоев можно пренебречь в пределах ошибок метода. Исследуем качественно это правило для случая многослойного разреза.

Сравним два выражения функции $R_1(m)$ для двухслойной и многослойной сред:

$$\left.\begin{aligned} R_{1,2}(m) &= \operatorname{cth}(mh_1 + \operatorname{Arcth}\mu_2); \\ R_{1,n}(m) &= \operatorname{cth}[mh_1 + \operatorname{Arcth}\mu_2 R_{2,n}(m)] \end{aligned}\right\}, \tag{102}$$

где

$$R_{2,n}(m) = \operatorname{cth}\left[mh_1\nu_2 + \operatorname{Arcth}\frac{\mu_3}{\mu_2}R_{3,n}(m)\right] \text{ и т. д.} \tag{103}$$

Оказывается, действительно, левые ветви многослойных кривых можно аппроксимировать двухслойными кривыми, но вместо модуля μ_2 следует взять эквивалентный модуль $\mu_{2_{\text{экв}}} = \mu_2\overline{R}_{2,n}$, где $\overline{R}_{2,n}$ — какое-то фиксированное значение функции $R_{2,n}(m)$ в диапазоне m, отражающем влияние второго слоя. Например, двухслойный аппроксимирующий график для зависимости вида (102) в диапазоне относительно больших значений m будет иметь левую и правую асимптоты. Условие выхода на асимптоту запишется так:

$$\frac{\partial R_{1,n}(mh_1)}{\partial mh_1} = 0.$$

Отсюда можно найти количественное соотношение между эквивалентным модулем $\mu_{2_{\text{экв}}}$ и параметрами среды. Возьмем для конкретности трехслойный разрез.

$$R_{1,3}(mh_1) = \operatorname{cth}[mh_1 + \operatorname{Arcth}\mu_2 R_{2,3}(mh_1)],$$

где

$$R_{2,3}(mh_1) = \operatorname{cth}\left(mh_1\nu_2 + \operatorname{Arcth}\frac{\mu_3}{\mu_2}\right).$$

Найдем первую производную и приравняем ее нулю.

$$\frac{\partial R_{1,3}}{\partial mh_1} = \frac{1 + \dfrac{\mu_2}{1-(\mu_2 R_{2,3})^2}\cdot\dfrac{\partial R_{2,3}}{\partial mh_1}}{\operatorname{sh}^2(mh_1 + \operatorname{Arcth}\mu_2 R_{2,3})} =$$

$$= \frac{R_{1,3}^2 - 1}{1-(\mu_2 R_{2,3})^2}\left[-1 + (\mu_2 R_{2,3})^2 + \frac{\nu_2\mu_2}{\operatorname{sh}^2\left(mh_1\nu_2 + \operatorname{Arcth}\dfrac{\mu_3}{\mu_2}\right)}\right] =$$

$$= \frac{R_{1,3}^2 - 1}{1-(\mu_2 R_{2,3})^2}\left[-1 + (\mu_2 R_{2,3})^2 + \nu_2\mu_2(R_{2,3}^2 - 1)\right] = 0.$$

Полученное уравнение удовлетворяется при $R_{1,3} = 1$ и

$$-1+\mu^2_{2_{\text{экв}}}+\mu^2_{2_{\text{экв}}}\frac{\nu_2}{\mu_2}-\nu_2\mu_2=0.$$

Из последнего уравнения находим:

$$\mu_{2_{\text{экв}}}=\sqrt{\frac{1+\nu_2\mu_2}{1+(\nu_2/\mu_2)}}=\frac{\rho_{m_{1-2}}}{\rho_1}, \tag{104}$$

т. е. эквивалентный модуль численно равен среднему геометрическому удельному сопротивлению первых двух слоев. Аппроксимирующая функция $R_1(m)$ в диапазоне больших m будет иметь следующий вид:

$$R_1(m)=\operatorname{cth}\left(mh_1+\operatorname{Arcth}\frac{\rho_{m_{1-2}}}{\rho_1}\right). \tag{105}$$

Кривые кажущегося сопротивления имеют более сложную конфигурацию, чем графики функции $R_1(m)$. Поэтому количественные связи между эквивалентным модулем для кривых ВЭЗ и параметрами среды пришлось искать эмпирическим путем (Матвеев, 1964). По результатам исследований расчетного материала найдены следующие эмпирические формулы:

$$\mu_{2_{\text{экв}}}\approx\frac{1+\nu_2}{\frac{\nu_2}{\mu_2}+\frac{1}{\mu_3}} \quad \text{для кривых типа H и A;} \tag{106}$$

$$\mu_{2_{\text{экв}}}\approx\frac{\nu_2\mu_2+\mu_3}{1+\nu_2} \quad \text{для кривых типа Q и K.} \tag{107}$$

В общем случае величина эквивалентного модуля зависит прежде всего от параметров второго слоя. Например, если относительная мощность второго слоя ν_2 меняется от очень больших значений до нуля, то согласно формулам (103)—(107) величина эквивалентного модуля будет колебаться от μ_2 до $\mu_3\overline{R}_{3,n}$, т. е.

$$\mu_2 \gtreqless \mu_{2_{\text{экв}}} \lesseqgtr \mu_3\overline{R}_{3,n},$$

где $\overline{R}_{3,n}$ — фиксированное значение функции $R_3(m)$ в диапазоне m, отражающем влияние третьего слоя.

Следовательно, левые ветви многослойных кривых проходят выше или ниже двухслойных, имеющих модуль $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$. И только при относительно большой мощности второго слоя, когда $\nu_2 \gg 1$, они почти совпадают. Очевидно левую ветвь искомой кривой целесообразно аппроксимировать не двухслойной, а трехслойной кривой.

Рассмотрим особенности аппроксимации трехслойными кривыми. Сравним две функции $R_1(m)$ для трехслойной и многослойной сред:

$$R_{1,3}=\operatorname{cth}\left[mh_1+\operatorname{Arcth}\mu_2\operatorname{cth}\left(mh_1\nu_2+\operatorname{Arcth}\frac{\mu_3}{\mu_2}\right)\right];$$

$$R_{1,n}=\operatorname{cth}\left[mh_1+\operatorname{Arcth}\mu_2\operatorname{cth}\left(mh_1\nu_2+\operatorname{Arcth}\frac{\mu_3}{\mu_2}R_{3,n}\right)\right], \tag{108}$$

где

$$R_{3,n} = \mathrm{cth}\left(mh_1\nu_3 + \mathrm{Arcth}\frac{\mu_1}{\mu_3}R_{4,n}\right). \qquad (109)$$

Обе функции будут практически идентичными, если модуль μ_3 заменить его эквивалентным значением $\mu_{3_{экв}} = \mu_3\overline{R}_{3,n}$. По аналогии с предыдущими рассуждениями при изучении графиков $R_1(m)$ величину эквивалентного модуля можно вычислить по формуле

$$\mu_{3_{экв}} = \sqrt{\frac{1+\nu_2\mu_2+\nu_3\mu_3}{1+(\nu_2/\mu_2)+(\nu_3/\mu_3)}} = \frac{\rho_{m_{1-3}}}{\rho_1}, \qquad (110)$$

а при изучении кривых кажущегося сопротивления — по эмпирическим формулам

$$\mu_{3_{экв}} \approx \frac{1+\nu_2+\nu_3}{\frac{\nu_2}{\mu_2}+\frac{\nu_3}{\mu_3}+\frac{1}{\mu_4}} \text{ — для кривых типа KH, QH, HA, AA;} \qquad (111)$$

$$\mu_{3_{экв}} \approx \frac{\nu_2\mu_2+\nu_3\mu_3+\mu_4}{1+\nu_2+\nu_3} \text{ — для кривых типа HK, AK, KQ, QQ.} \qquad (112)$$

Таким образом, левые ветви многослойных кривых будут совпадать с аппроксимирующими двух- или трехслойными кривыми только в том случае, если при прочих равных условиях правильно выбран эквивалентный модуль $\mu_{2_{экв}}$ или $\mu_{3_{экв}}$.

Для построения следующей части кривой первые два или несколько слоев заменяют, как известно, одним эквивалентным с параметрами $h_{экв}$, $\rho_{экв}$. На графике зондирования эти параметры однозначно определяют координаты эквивалентного слоя, поэтому их принято обозначать символами x и y (Калепов, 1957). Рассмотрим правила выбора эквивалентных параметров.

Известно, что мощность h и удельное сопротивление ρ любого слоя можно выразить (Заборовский, 1963) через его продольную проводимость S и поперечное сопротивление T

$$S = \frac{h}{\rho}; \quad T = h\rho.$$

Отсюда

$$h = \sqrt{ST}; \quad \rho = \sqrt{\frac{T}{S}}.$$

В слоистой толще

$$S = \sum S_i; \quad T = \sum T_i,$$

где S_i и T_i — продольная проводимость и поперечное сопротивление отдельно взятого слоя.

Отсюда в общем виде

$$h_{экв} = \sqrt{\sum S_i \sum T_i}; \quad \rho_{экв} = \sqrt{\frac{\sum T_i}{\sum S_i}}. \qquad (113)$$

Выбор эквивалентных параметров производится с учетом макроанизотропии заданного геоэлектрического разреза. Так, для разрезов типа А характерно протекание тока как вдоль напластований, так и по нормали к границам раздела. На распределение электрического поля оказывают влияние и продольная проводимость, и поперечное сопротивление. Выражение для координат эквивалентного слоя согласно (113) берется в общем виде

$$x_A = \sqrt{\sum_1^{n-1} S_i \sum_1^{n-1} T_i}; \quad y_A = \sqrt{\frac{\sum_1^{n-1} T_i}{\sum_1^{n-1} S_i}}. \tag{114}$$

Отсюда для трехслойного разреза типа А

$$x_A = \sqrt{(S_1+S_2)(T_1+T_2)} = \Lambda_2^* (h_1+h_2);$$

$$y_A = \sqrt{\frac{T_1+T_2}{S_1+S_2}} = \Lambda_2^* \frac{h_1+h_2}{S_1+S_2};$$

для четырехслойного разреза

$$x_A = \sqrt{(S_1+S_2+S_3)(T_1+T_2+T_3)} = \Lambda_3^* (h_1+h_2+h_3);$$

$$y_A = \sqrt{\frac{T_1+T_2+T_3}{S_1+S_2+S_3}} = \Lambda_3^* \frac{h_1+h_2+h_3}{S_1+S_2+S_3}.$$

В последних равенствах Λ_2^* и Λ_3^* — коэффициенты макроанизотропии, соответственно, для трех- и четырехслойной сред.

$$\Lambda_2^* = \frac{\sqrt{(S_1+S_2)(T_1+T_2)}}{h_1+h_2}; \quad \Lambda_3^* = \frac{\sqrt{(S_1+S_2+S_3)(T_1+T_2+T_3)}}{h_1+h_2+h_3}.$$

В хорошо проводящей среде типа Н преобладает горизонтальная составляющая плотности тока, и влияние макроанизотропии практически не сказывается на распределении поля. Поэтому коэффициент анизотропии можно принять равным единице.

Для трехслойного разреза типа Н

$$x_H = h_1 + h_2; \quad y_H = \frac{h_1+h_2}{S_1+S_2};$$

для четырехслойного разреза

$$x_H = h_1 + h_2 + h_3; \quad y_H = \frac{h_1+h_2+h_3}{S_1+S_2+S_3};$$

для n-слойного разреза

$$x_H = \sum_{i=1}^{n-1} h_i; \quad y_H = \frac{\sum_{i=1}^{n-1} h_i}{\sum_{i=1}^{n-1} S_i}. \tag{115}$$

Разрезы типа K и Q макроанизотропия по сравнению с предыдущими разрезами проявляется несколько своеобразно. Поэтому наряду с Λ^* в общую формулу вводят дополнительные поправочные множители ε_1, ε_2 и $1/\eta$, которые зависят от анизотропии и соотношений мощностей и удельных сопротивлений слоев. Эти множители были найдены эмпирическим путем и, как показывает опыт графического построения, нуждаются в уточнении.

Для трехслойных разрезов

$$x_K = \varepsilon_1 \sqrt{(S_1+S_2)(T_1+T_2)} = \varepsilon_1 \Lambda_2^* (h_1+h_2);$$

$$y_K = \varepsilon_2 \sqrt{\frac{T_1+T_2}{S_1+S_2}} = \varepsilon_2 \Lambda_2^* \frac{h_1+h_2}{S_1+S_2};$$

$$x_Q = \frac{1}{\Lambda^* \eta} \sqrt{(S_1+S_2)(T_1+T_2)} = \frac{1}{\eta}(h_1+h_2);$$

$$y_Q = \frac{1}{\Lambda^* \eta} \sqrt{\frac{T_1+T_2}{S_1+S_2}} = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{h_1+h_2}{S_1+S_2}.$$

Для четырехслойных разрезов

$$x_K = \varepsilon_1' \sqrt{(S_1+S_2+S_3)(T_1+T_2+T_3)} = \varepsilon_1' \Lambda_3^* (h_1+h_2+h_3);$$

$$y_K = \varepsilon_2' \sqrt{\frac{T_1+T_2+T_3}{S_1+S_2+S_3}} = \varepsilon_2' \Lambda_3^* \frac{h_1+h_2+h_3}{S_1+S_2+S_3};$$

$$x_Q = \frac{1}{\Lambda_3^* \eta'} \sqrt{(S_1+S_2+S_3)(T_1+T_2+T_3)} = \frac{1}{\eta'}(h_1+h_2+h_3);$$

$$y_Q = \frac{1}{\Lambda_3^* \eta'} \sqrt{\frac{T_1+T_2+T_3}{S_1+S_2+S_3}} = \frac{1}{\eta'} \cdot \frac{h_1+h_2+h_3}{S_1+S_2+S_3}.$$

В последних формулах $\varepsilon = f(\Lambda_2^*)$; $\varepsilon_1' = f'(\Lambda_3^*)$; $\eta = F(\nu_2, \mu_2)$ и $\eta' = F'(\nu_2' \mu_2')$ определяются по номограммам, а ε_2 и ε_2' грубо принимают равными единице (Заборовский, 1963; Калепов, 1957). На самом деле $\varepsilon_2 > 1$.

Для n-слойных разрезов x_K, y_K, x_Q и y_Q находятся аналогично в соответствии с (113).

Описанные здесь правила разработаны исключительно на основе анализа геоэлектрического горизонтально-слоистого разреза и являются общими для всех видов электрических зондирований на постоянном токе: однополюсных, двуполюсных, дипольных и квадрупольных, линейных и ортогональных, с обычной и фокусирующей системой ввода тока в Землю (как, например, в методе вычитания полей).

§ 8. ПРИНЦИП СОСТАВЛЕНИЯ СВОДНЫХ ПАЛЕТОК ДЛЯ КРИВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В геофизической литературе имеются сведения об опыте применения сводных палеток для интерпретации результатов бокового каротажного зондирования БКЗ и ВЭЗ (Козырин, 1959). А. К. Козырин соединил вспомогательные номограммы HA и QK, предназначенные для определения координат x и y, с двухслойными палетками. Комбинированные палетки рекомендованы им в качестве вспомогательных при интерпретации кривых ВЭЗ. Автором составлены более общие сводные палетки, пригодные как для графического построения, так и для интерпретации многослойных кривых ВЭЗ и ДЭЗ. Принцип их составления показан на рис. 13. На одном листе сгруппированы воедино трех- и двухслойные кривые для одного типа эквивалентности (S или T). Двухслойные кривые расположены так, что они аппроксимируют все возможные правые ветви трехслойных кривых.

В альбоме сводных палеток (Матвеев, 1964) содержится две группы палеток по 20 штук. В первой группе собраны палетки с шифром H—A—ν_2 (10 шт.) и Q—K—ν_2 (10 шт.), предназначенные для построения трехслойных кривых ВЭЗ всех четырех типов; во второй группе — палетки с шифром R—H—A—ν_2 (10 шт.) и R—Q—K—ν_2 (10 шт.) для построения трехслойных кривых радиального электрического зондирования. Палетки составлены в двойном логарифмическом масштабе для фиксированных модулей $\nu_2 = 1/9$; $1/5$; $1/3$; $1/2$; 1; 2; 3; 5; 9; 24. За масштабную единицу принято 6,25 см. По оси абсцисс и ординат отложены, соответственно, $\lg r/h_{экв}$ или $\lg (\bar{r}/h_{экв})$ и $\lg (\rho_к/\rho_{экв})$ или $\lg (\rho_r/\rho_{экв})$, где $\bar{r} = r/2$ — действующее расстояние в радиальной установке.

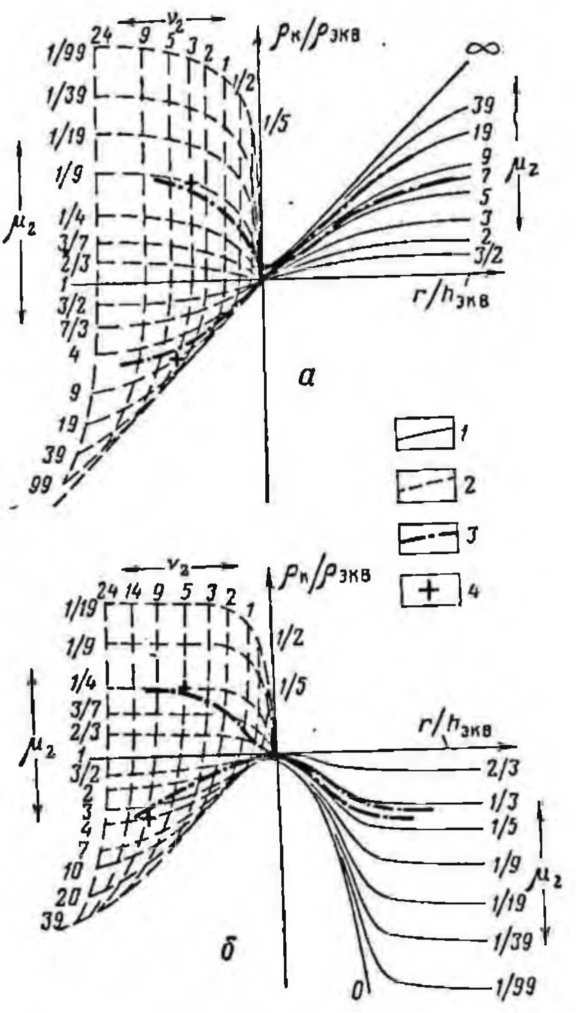


Рис. 13. Принцип составления сводных палеток типа H—A (а) и Q—K (б).

1 — кривые двухслойной палетки; 2 — кривые $\mu_2 = \mathrm{const}$ и $\nu_2 = \mathrm{const}$; 3 — кривые трехслойной палетки (а) и ВЭЗ (б); 4 — начало координат сводной палетки (h_1, ρ_1)

На сводных палетках H—A—ν_2 и R—H—A—ν_2 (рис. 14) в первой четверти представлены двухслойные кривые с модулем $\mu_2 > 1$, а во второй и третьей четвертях — левые ветви трехслойных кривых типа Н (для $\rho_3 > \rho_1$ и μ_2 = 1/39; 1/19; 119; 1/4; 3/7; 2/3) с участками минимумов и типа А (для $\rho_3 = \rho_2^2/\rho_1$ и ∞, μ_2 = 3/2; 7/3; 4; 9; 19; 39). Пунктиром нанесены левые ветви кривых типа Н для $\rho_3 = \infty$

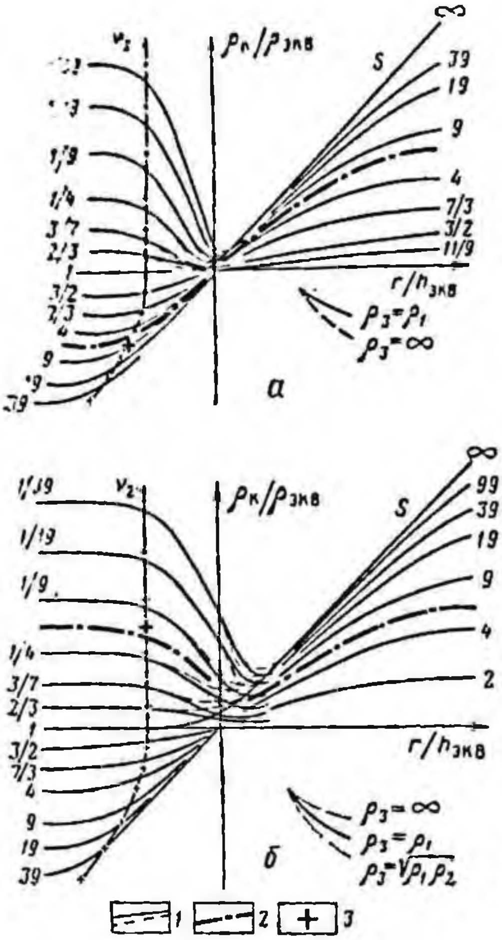


Рис. 14. Сводные палетки R — Н — — А (*а*) и Н — А (*б*) и примеры графического построения трехслойных кривых типа А и Н.

1 — палеточные кривые; *2* — искомая (*а*) или интерпретируемая (*б*) кривая; *3* — начало координат (h_1, ρ_1) сводной палетки. Шифр кривых — μ_2

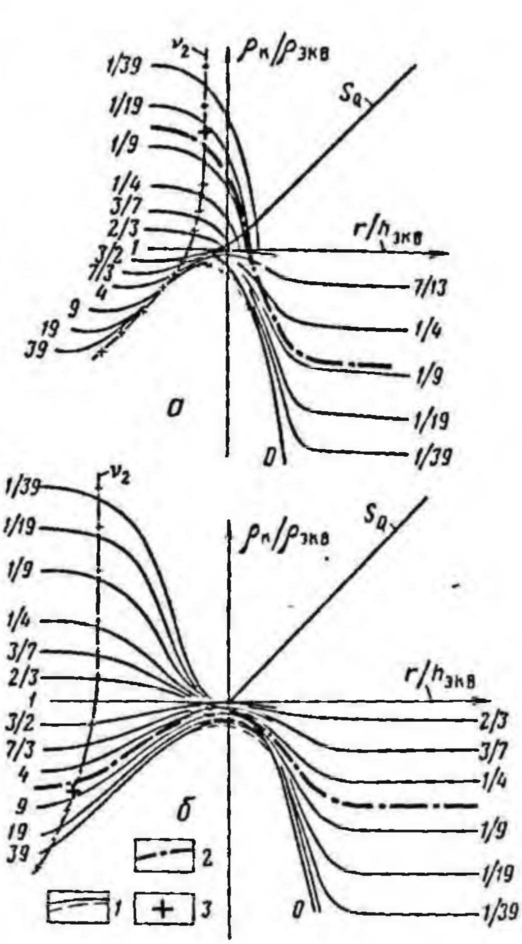


Рис. 15. Сводные палетки R — Q — — К (*а*) и Q — К (*б*) и примеры графического построения кривых типа Q и К.

1 — палеточные кривые; *2* — искомая (*а*) или интерпретируемая (*б*) кривая; *3* — начало координат (сводной палетки) (h_1, ρ_1). Шифр кривых — μ_2

и $\sqrt{\rho_1\rho_2}$. Все точки с координатами $x_Н$, $y_Н$, а также $x_А$, $y_А$ — параметрами эквивалентных слоев, совмещены с началом координат двухслойной палетки. Следовательно, общая горизонтальная ось сводной палетки служит одновременно левой асимптотой двухслойных кривых и осью $\rho_{экв}$ для кривых типа Н и А; предельная ветвь двухслойной палетки с модулем $\mu_2 = \infty$ является общей линией S для всех палеточных кривых. Кроме того, на сводной палетке имеется общая линия ν_2 — геометрическое место точек начал координат (h_1, ρ_1) всех трехслойных кривых данной серии с фиксированным модулем ν_2.

Палетки группы Q—K—ν_2 и R—Q—K—ν_2 (рис. 15) отличаются от описанных выше тем, что справа в четвертой четверти представлены двухслойные кривые с модулем $\mu_2 < 1$, а слева к ним примыкают левые ветви трехслойных кривых типа Q (для $\rho_3 = \rho_2^2/\rho$, $\mu_2 = 1/39$; 1/19; 1/9; 1/4; 3/7; 2/3) и типа K (для $\rho_3 = \rho_1$, $\mu_2 = 3/2$; 7/3; 4; 9; 19; 39) с участками максимумов. Пунктиром проведены дополнительные ветви для $\rho_3 = \sqrt{\rho_2^3/\rho_1}$ и $\rho_3 = 0$.

На сводных палетках Q—K—ν_2 и R—Q—K—ν_2 имеются: общая линия ν_2 — геометрическое место начал координат всех трехслойных кривых типа Q и K, общая линия S для кривых типа Q и общая точка — крест палетки — геометрическое место точек Q (x_{Q}, y_{Q}) и K (x_{K}, y_{K}). Кроме того подразумевается, что через крест палетки проведена прямая, наклоненная к горизонтальной оси под углом 135° — смещенная на $\varepsilon_1\varepsilon_2$ вправо линия T. Во избежание чрезмерной загрузки чертежа на палетках она не нанесена. Но, как увидим ниже, при построении кривой типа K удобно пользоваться смещенной линией T.

§ 9. МЕТОДИКА ГРАФИЧЕСКОГО ПОСТРОЕНИЯ ТРЕХСЛОЙНЫХ КРИВЫХ ВЭЗ И ДЭЗ

Все графические построения выполняются на прозрачном билогарифмическом бланке ВЭЗ с модулем $M = 6{,}25$ см. По заданному параметру ν_2 из альбома палеток выбирается соответствующая сводная палетка, с которой карандашом переносится на бланк искомая трехслойная кривая для заданных μ_2 и ρ_3 и отмечается положение креста палетки — точки с координатами x и y.

Кривые типа H

По заданным значениям мощностей и удельных сопротивлений всех слоев $h_1, h_2, h_3 = \infty$; ρ_1, ρ_2 и ρ_3, где $\rho_1 > \rho_2 < \rho_3$ вычисляют $\nu_2 = h_2/h_1$; $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$; $S = (h_1/\rho_1) + (h_2/\rho_2)$ и выбирают палетку H—A—ν_2 или R—H—A—ν_2 (см. рис. 14). На бланке отмечают начало координат искомой кривой h_1, ρ_1, положение левой и правой асимптот и проводят линию S под углом 45° к оси абсцисс. Бланк накладывают на палетку так, чтобы линия S совпадала с предельной двухслойной кривой ($\mu_2 = \infty$), которая фактически является общей линией S сводной палетки, а начало координат кривой совмещают с линией ν_2 — геометрическим местом всех начал координат трехслойных кривых этого типа. Не смещая бланка, отмечают положение креста сводной палетки — точки H (x_{H}, y_{H}) и определяют отношение $\mu_3' = \rho_3/y_{\text{H}}$. Затем вычерчивают левую ветвь искомой кривой с модулем μ_2, правую ветвь с модулем μ_3' и среднюю ее часть, в том числе и минимум. Интерполяция выполняется здесь же между сплошной ($\rho_3 = \rho_1$) и пунктирными ($\rho_3 = \infty$, $\sqrt{\rho_1\rho_2}$) кривыми. Положение левой и правой ветвей контролируют по выходу их на заданные уровни — асимптоты ρ_1 и ρ_3. Положение минимума можно уточнить по номограммам экстремальных точек, которые имеются в альбоме сводных палеток.

Если заданное значение $\nu_2 < 2$ и отличается от расчетного, то выбирают сводную палетку с ближайшим модулем ν_2'. Согласно правилу эквивалентности по S $\nu_2/\mu_2 = \nu_2'/\mu_2'$. Когда же заданное значение $\nu_2 > 2$ (область ограниченной эквивалентности по S) и отличается от расчетного, следует выбирать две сводные палетки с большим ν_2' и меньшим ν_2'' модулями. По палеткам строят пару кривых. При этом их левые и правые асимптотические ветви совпадают, так как $\rho_1 = \text{const}$ и $\rho_3 = \text{const}$. Среднюю часть искомой кривой находят между ними по правилам интерполяции.

Кривые типа А

Графическое построение кривых типа А выполняют по палеткам H—A—ν_2 или R—H—A—ν_2 (см. рис. 14). Построение опорной сети (начало координат, линии S и T), проведение левой и правой ветвей делают по тем же правилам, что и для кривой типа Н. Сочленение обеих ветвей кривой в средней части получается обычно без больших погрешностей.

Кривые типа К

По заданным параметрам среды h_1, h_2, ρ_1, ρ_2 и ρ_3 вычисляют $\nu_2 = h_2/h_1$; $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$; $T = h_1\rho_1 + h_2\rho_2$.

На билогарифмическом бланке отмечают начало координат h_1, ρ_1 и положение асимптот.

В соответствии с конструкцией палеток Q—K—ν_2 или R—Q—K—ν_2 (см. рис. 15), которыми пользуются при построении кривых типа К, в качестве опорной линии служит смещенная линия T. Для ее построения по номограмме на рис. 16 находят поправочный множитель $\varepsilon_1\varepsilon_2$, который умножают на T. Затем на горизонтальной оси бланка с отметкой $\rho_к = 1$ откладывают значение $\varepsilon_1\varepsilon_2 T$ и через эту точку под углом 45° проводят прямую. Она будет смещена по оси абсцисс относительно линии T вправо на величину $\lg \varepsilon_1\varepsilon_2$.

По вычисленному значению ν_2 выбирают из альбома подходящую сводную палетку Q—K—ν_2'. Согласно принципу эквивалентности по T кривые типа К практически не отличаются друг от друга, если при фиксированных значениях ρ_1 и ρ_3 соблюдается условие $\nu_2\mu_2 = \nu_2'\mu_2' = \text{const}$.

Подготовленный бланк накладывают на палетку Q—K—ν_2' и совмещают линию $\varepsilon_1\varepsilon_2 T$ с крестом палетки. Удерживая ее в таком положении и соблюдая параллельность осей, сдвигают бланк вдоль этой линии до тех пор, пока начало координат (h_1, ρ_1) не совпадет с линией ν_2' палетки. После совмещения проверяют параллельность осей палетки и бланка и отмечают на нем положение креста палетки. Это будет точка К с координатами $x_К$, $y_К$. Не сдвигая бланка, вычисляют модуль правой ветви $\mu_3' = \rho_3/y_К$, вычерчивают эту ветвь по двухслойным кривым, проводят левую ветвь и соединяют их в области максимума. Положение левой и правой ветвей контролируется по заданным асимптотам.

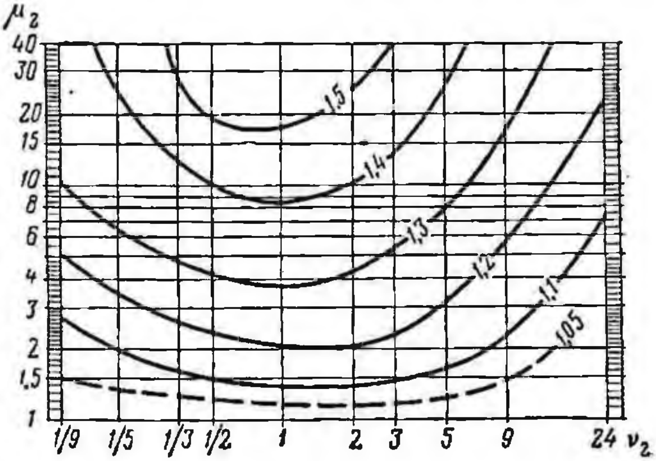


Рис. 16. Номограмма поправочных множителей $\varepsilon_1\varepsilon_2$ (шифр кривых) для построения кривых ВЭЗ и ДЭЗ типа К

Участок максимума находят путем интерполяции между сплошной ($\rho_3 = \rho_1$) и пунктирной ($\rho_3 = 0$) кривыми палетки. Предварительно положение правой ниспадающей ветви надо оценить количественно относительно двух предельных палеточных кривых для $\rho_3 = 0$ и $\rho_3 = \rho_1$. Искомый максимум должен находиться примерно в той же пропорции между сплошной и пунктирной кривыми. Чтобы избежать грубые ошибки, можно воспользоваться номограммами экстремальных точек.

Кривые типа Q

Кривые типа Q строят с помощью тех же палеток Q—К—ν_2, что и кривые типа К. По заданным значениям параметров слоев определяют модули $\nu_2 = h_2/h_1$, $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$ и вычисляют суммарное значение продольной проводимости $S = (h_1/\rho_1) + (h_2/\rho_2)$. Из альбома выбирают палетку с модулем ν_2. Если вычисленное ν_2 значение отличается от всех палеточных, то надо взять палетку с модулем ν_2'. Согласно теории кривые типа Q подчиняются действию принципа эквивалентности по T.

На билогарифмическом бланке наносят крест с начальными координатами h_1, ρ_1, отмечают положение асимптот и проводят линию S — геометрическое место точек Q (x_Q, y_Q). Накладывают бланк на палетку Q—К—ν_2' и добиваются совмещения линий S палетки и бланка. Сдвигают бланк вдоль линии S до тех пор, пока начало координат не окажется на линии ν_2' палетки. В этот момент проводят левую ветвь и определяют по кресту палетки координаты точки Q — x_Q

и y_Q. Вычисляют модуль правой ветви $\mu_3' = \rho_3/y_Q$ и проводят ее. Затем плавной кривой соединяют обе ветви.

Кривые радиального дипольного зондирования строят аналогично с помощью палеток R—H—A—ν_2 или R—Q—K—ν_2. Если требуется получить кривые зондирования для параллельной или перпендикулярной установок, то поступают следующим образом. Для заданного разреза на бланке строят две кривые: ВЭЗ и радиального дипольного зондирования (ДОЗ). Искомая кривая располагается между ними. Зная разности ординат $\rho_к - \rho_r$, ее положение в характерных точках можно откорректировать численным способом (Матвеев, 1964).

§ 10. ГРАФИЧЕСКОЕ ПОСТРОЕНИЕ ЧЕТЫРЕХСЛОЙНЫХ И МНОГОСЛОЙНЫХ КРИВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Получение многослойных кривых графическим способом сводится к последовательному построению нескольких трехслойных кривых. Сначала по заданным значениям ν_2 и μ_2 строят левую часть графика

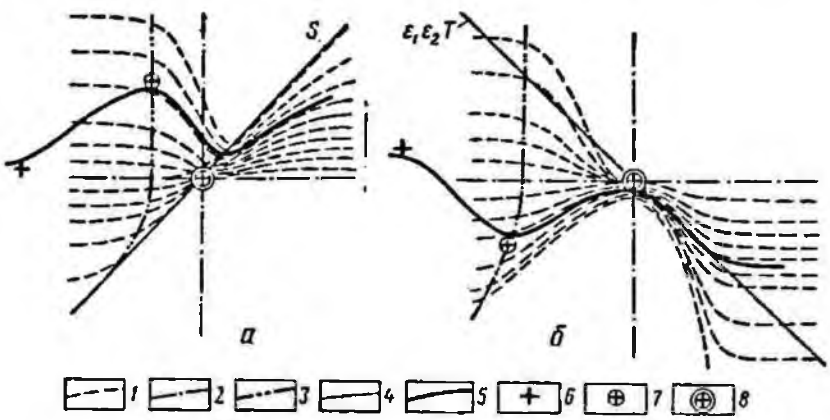


Рис. 17. Схема построения и интерпретации четырехслойных кривых ВЭЗ типа КН (*а*) и НК (*б*).

1 — кривые сводной палетки; 2 — оси сводной палетки; 3 — линия ν_2; 4 — линии T и S; 5 — искомая (или интерпретируемая) кривая; 6 — начало координат сводной палетки; 7, 8 — опорные точки (соответственно x, y)

в виде трехслойной кривой с модулем $\mu_{3_{экв}}$. Затем первые два слоя представляют в виде одного с эквивалентными параметрами x и y, которые находят по кресту палетки. Принимая точку с координатами x и y за новое начало координат, строят следующую трехслойную кривую с модулями $\nu_3' = h_3/x$; $\mu_3' = \rho_3/y$; $\mu_{4экв} = \mu_4\overline{R}_4$, и т. п. Места сочленений соединяют плавной линией. В качестве примеров рассмотрим приемы построения четырехслойных кривых типа КН и НК (рис. 17).

Кривые типа КН

Пусть задан четырехслойный разрез с параметрами $\rho_1 = 1$; $\rho_2 = 4$; $\rho_3 = 1/4$; $\rho_4 = \infty$; $h_1 = h_2 = 1$; $h_3 = 2$; $h_4 = \infty$. Требуется получить теоретическую кривую ВЭЗ. Нам предстоит построить две трехслойные кривые типа К и Н. Вычисляем: $\nu_2 = 1$; $\mu_2 = 4$; $T_{1-2} = h_1\rho_1 + h_2\rho_2 = 5$; $S_{1-3} = (h_1/\rho_1) + (h_2/\rho_2) + (h_3/\rho_3) = 9{,}25$.

По номограмме на рис. 16 находим поправочный множитель $\varepsilon_1\varepsilon_2 = 1{,}31$. Умножая его на T_{1-2}, получаем: $\varepsilon_1\varepsilon_2 T = 6{,}55$. На билогарифмическом бланке намечаем точку с координатами $h_1 = 1$; $\rho_1 = 1$, прочерчиваем смещенную линию T_{1-2} и линию суммарной продольной проводимости S_{1-3}.

Выбираем из альбома сводную палетку Q—К— 1. Накладываем на нее бланк и совмещаем вспомогательную линию $\varepsilon_1\varepsilon_2 T_{1-2}$ с крестом палетки. Бланк сдвигаем вдоль этой линии до тех пор, пока начало координат искомой кривой не совпадет с линией ν_2. Как и следовало ожидать, совпадение происходит в начале координат палеточной кривой, имеющей модуль $\mu_2 = 4$. После этого вычерчиваем левую ветвь с модулем $\mu_2 = 4$ и, не смещая бланка, по основному кресту палетки находим координаты точки К: $x_К = 3{,}2$; $y_К = 2{,}0$.

Вычисляем модули ниспадающей ветви кривой: $\mu_3' = 1{,}8$; $\nu_3' = h_3/x_К = 2/3{,}2$. По формуле (111) определяем эквивалентное значение μ_3' с учетом влияния третьего и четвертого слоев: $\mu'_{3_{экв}} \approx 0{,}485$ вместо $\mu_3' = 0{,}125$, если не учитывать этого влияния. Теперь строим правую ветвь с модулем $\mu'_{3_{экв}} \approx 0{,}485$. Участок максимума проводим путем интерполяции между сплошной и пунктирной палеточными кривыми.

Далее, принимая точку К за начало координат, строим вторую часть искомой кривой — правую ветвь типа Н (рис. 17, *а*). Для найденного модуля $\nu_3' = 2/3{,}2$ сводной палетки нет. В соответствии с принципом эквивалентности выбираем палетку Н—А—$^1/_2$. Накладываем бланк на палетку и совмещаем линию S_{1-3} с линией S палетки. Перемещаем бланк вдоль линии S до тех пор, пока точка К — начало координат кривой не окажется на линии ν_2 палетки. Соединив обе части кривых, вычерчиваем минимум и правую ветвь по верхней пунктирной линии (так как $\rho_4 = \infty$).

Если бы $\rho_4 \neq \infty$, то по кресту палетки следовало бы определить координаты точки Н ($x_Н$, $y_Н$), вычислить модуль правой ветви $\mu_4' = \rho_4/y_Н$ и на бланке провести одну из двухслойных кривых сводной палетки Н—А—$^1/_2$ с модулем μ_4'. Участок минимума тогда пришлось бы строить путем интерполяции между сплошными ($\rho_3 = \rho_1$) и пунктирными ($\rho_3 = \infty$, $\rho_3 = \sqrt{\rho_1\rho_2}$) кривыми.

Совершенно аналогично можно получить кривые типа QН, НА и АА.

Кривые типа НК

Кривые типа НК и АК относятся к особому классу кривых, трудно поддающихся графическому воспроизведению, особенно в их правой части. Поэтому построения должны выполняться с исключительной точностью. В противном случае при построении конечного максимума и нисходящей ветви кривой возможны ошибки.

Рассмотрим, например, построение кривой типа НК для следующего горизонтально-слоистого разреза: $\rho_1 = 1$; $\rho_2 = 1/9$; $\rho_3 = 1$; $\rho_4 = 0$; $h_1 = 1$; $h_2 = 3$; $h_3 = 2$; $h_4 = \infty$. Заранее выполним необходимые вычисления: $\mu_2 = 1/9$; $\nu_2 = 3$; $S_{1-2} = (h_1/\rho_1) + (h_2/\rho_2) = 28$; $T_{1-3} = h_1\rho_1 + h_2\rho_2 + h_3\rho_3 = 3{,}33$. На билогарифмическом бланке отмечаем начало координат и проводим линию S_{1-2}. Накладываем банк на палетку Н—А—3 и, перемещая его вдоль линии S, добиваемся совпадения линий S палетки и бланка, а начала координат кривой — с линией ν_2 палетки. На бланке фиксируем положение креста палетки и считываем координаты точки Н : $x_Н = 4$; $y_Н = 0{,}14$. Находим модули следующей кривой типа К : $\nu_3' = h_3/x_Н = 1/2$; $\mu_3' = \rho_3/y_Н = 7{,}15$. С учетом влияния третьего и четвертого слоев $\mu'_{3_{экв}} = 2{,}4$. Отсюда видно, что влияние нижележащих слоев и особенно последнего существенно отражается на форме кривой. Не меняя положения бланка, проводим левую ветвь с модулем $\mu_2 = 1/9$, правую ветвь с модулем $\mu'_{3_{экв}} = 2{,}4$ и минимум кривой типа Н.

Далее следует нанести на бланк смещенную линию T_{1-3}. По найденным значениям ν_3' и μ_3' определяем с помощью номограммы (см. рис. 16) поправочный множитель $\varepsilon_1\varepsilon_2 = 1{,}36$. Отсюда $\varepsilon_1\varepsilon_2 T_{1-3} = 4{,}54$. Проводим эту линию и накладываем бланк на палетку Q—К—1/2. Удерживая смещенную линию T на кресте палетки и соблюдая параллельность осей координат, сдвигаем бланк так, чтобы точка Н ($x_Н$, $y_Н$) совпала с линией ν_2 палетки. В этот момент правая ветвь ранее построенной кривой типа Н с модулем $\mu'_{3_{экв}} = 2{,}4$ почти касается левой ветви кривой типа К с модулем $\mu_3' = 7{,}15$. Плавно соединяем обе части кривых и по пунктирной линии ($\rho_4 = 0$) проводим максимум и нисходящую конечную правую ветвь (см. рис. 17, *б*). По кресту сводной палетки Q—К—1/2 можно найти координаты точки К ($x_К$, $y_К$).

Так же строят и кривые типа АК. Только левая ветвь представляется в виде кривой типа А, а за начало координат правой ветви кривой типа К принимают точку анизотропии А ($x_А$, $y_А$).

При построении многослойных кривых существенную роль играет опорная сеть, состоящая из начала координат и линий S, T. В зависимости от типа заданного разреза на бланке проводят одну, две или несколько линий S и T.

Воспроизводя многослойную кривую зондирования по частям, в виде совокупности трехслойных элементов, естественно, допускают определенные погрешности. Совершенно исключить их не представляется возможным. Наибольшие погрешности, как показывает опыт, получаются в местах соединений, там, где правая ветвь предыдущей трехслойной кривой сочленяется с начальной ветвью последующей трехслойной кривой. Расхождения возникают вследствие недоучета влияния нижележащих слоев на форму левой части кривой.

§ 11. ГРАФИЧЕСКОЕ ПОСТРОЕНИЕ КРИВЫХ ИНДУКЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Первые опыты графического построения кривых индукционного зондирования были выполнены В. Р. Хомизури, Л. Л. Ваньяном, А. М. Загармистром и Е. И. Терехиным. Идеи В. Р. Хомизури развиты Т. Н. Завадской (1969) в способе графического построения трехслойных кривых магнитотеллурического зондирования. Позже была разработана универсальная методика получения амплитудных и фазовых кривых МТЗ, ЧЗ и ЗС с помощью сводных палеток для любого многослойного разреза (Матвеев, 1966). В основу этой методики положен опыт графического построения кривых ВЭЗ и ДЭЗ.

В отличие от ВЭЗ и ДЭЗ кажущееся сопротивление при индукционных зондированиях связано с параметрами среды посредством пространственно-частотных характеристик типа $R_1(m, \omega)$. В волновой зоне при $|k_1 r| \gg 1$ или на ранней стадии становления поля эта связь упрощается, и кажущееся сопротивление согласно (46), (47) и (54) зависит от частотной характеристики горизонтально-слоистого разреза $R_1(\omega)$ так же, как и при магнитотеллурическом зондировании. Результаты измерений в волновой зоне принято называть волновыми кривыми зондирования. В низкочастотном диапазоне или в период поздней стадии становления поля кажущееся сопротивление в методах ЧЗ и ЗС существенно зависит от размера установки.

При графическом построении многослойной кривой волновую ее часть строят с помощью сводных палеток, а правую низкочастотную ветвь — по трехслойным палеткам для конечных разносов, специальным палеткам S, поздней стадии становления и вспомогательным номограммам.

Согласно исследованиям Л. Л. Ваньяна (1965), кажущееся сопротивление при индукционном зондировании связано преимущественно с продольными удельными сопротивлениями разреза. Это объясняется характером вихревого электромагнитного поля, которое поляризовано горизонтально. Следовательно, сочленение отдельных трехслойных ветвей здесь производится проще, чем у ВЭЗ и ДЭЗ. Например, построив левую часть кривой в виде трехслойной ветви, первые два слоя заменяют одним эквивалентным с удельным сопротивлением, равным

$$\rho_{l_{1-2}} = \frac{h_1 + h_2}{\frac{h_1}{\rho_1} + \frac{h_2}{\rho_2}}.$$

Эквивалентная длина волны в этом слое

$$\lambda_{экв} = \sqrt{10^7 T \rho_{l_{1-2}}}.$$

Отсюда координаты характерной точки, которую принимают за начало следующей трехслойной ветви, можно определить по следующим формулам:

для МТЗ и ЧЗ

$$\frac{\lambda_{экв}}{h_1} = \frac{\lambda_1}{h_{экв}} = 8; \tag{116}$$

$$\rho_{экв}/\rho_1 = \rho_{l_{1-2}}/\rho_1;$$

для ЗС (или ЗСБЗ)

$$\begin{aligned} \tau_{экв}/h_1 = \tau_1/h_{экв} = 8 \text{ (или 10)}; \\ \rho_{экв}/\rho_1 = \rho_{l_{1-2}}/\rho_1, \end{aligned} \tag{117}$$

где

$$h_{экв} = \frac{h_1 + h_2}{\sqrt{\rho_{l_{1-2}}/\rho_1}}; \quad \tau_{экв} = \sqrt{10^7 2\pi t \rho_{l_{1-2}}}.$$

Аналогично находят координаты следующих характерных точек при построении многослойных кривых. Применение сводных палеток позволило не только унифицировать приемы построения отдельных элементов, но и значительно ускорить весь процесс, открыло реальную возможность получения многослойной кривой зондирования для любого заданного разреза.

§ 12. ПРИНЦИП СОСТАВЛЕНИЯ СВОДНЫХ ПАЛЕТОК ДЛЯ КРИВЫХ ИНДУКЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Сводные палетки (Матвеев, 1966) предназначены для графического построения волновых амплитудных и фазовых кривых зондирования. На каждой палетке теоретические трехслойные графики сгруппированы так, что их правые ветви аппроксимируются двухслойными графиками с модулем $\mu_2 = \mu_3' = \rho_3/\rho_{экв}$. Выбрав из альбома соответствующую палетку, можно легко получить с ее помощью искомую волновую кривую для заданного трехслойного разреза при любом удельном сопротивлении подстилающего основания (ρ_3).

В альбоме имеется шесть групп палеток, разбитых по видам зондирования и типам эквивалентности: $|\rho_T|$—H—A—ν_2, $|\rho_\omega|$—H—A—ν_2, φ_T—H—A—ν_2, φ_ω—H—A—ν_2, ρ_τ—H—A—ν_2, ρ—Q—K—ν_2/μ_2. Первая буква шифра палетки показывает вид зондирования, две следующие — типы кривых и последняя — модуль палетки. Группы вида $|\rho_{T,\omega}|$—Q—K—ν_2/μ_2 и φ_T—Q—K—ν_2/μ_2 не включены в альбом, так как вследствие существования симметрии кривые МТЗ и ЧЗ типа K и Q можно строить с помощью палеток $|\rho_T|$—H—A—ν_2 и φ_T—H—A—ν_2.

На сводных амплитудных палетках $|\rho_T|$—Н—А—ν_2 (рис. 18) и ρ_τ—Н—А—ν_2 (рис. 19) справа, в первом квадранте, представлены волновые двухслойные кривые, слева, во втором и третьем квадрантах, сплошной линией вычерчены трехслойные кривые типа Н и А для $\rho_3 = \infty$, пунктиром — кривые типа Н для $\rho_3 = \rho_1$. Модуль μ_2 меняется от 1/32 до 32 по закону геометрической прогрессии со знаменателем 2. Палетки составлены в двойном логарифмическом масштабе для фиксированных модулей ν_2 = 1/32; 1/16; 1/18; 1/4; 1/2; 1; 2; 4; 8; 16; 32. За масштабную единицу принято 6,25 см.

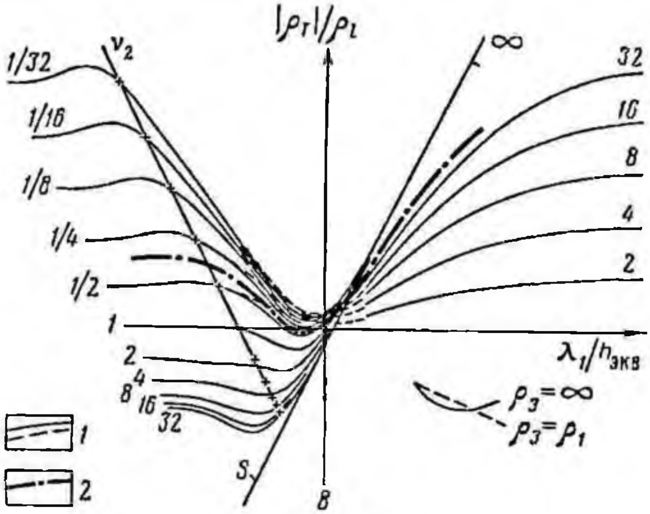


Рис. 18. Палетка $|\rho_T|$ — Н — А — 2.

1 — палеточные кривые; *2* — искомая (или интерпретируемая) кривая. Шифр кривых — μ_2

По оси абсцисс и ординат отложены, соответственно, $\lg(\lambda_1/h_{экв})$ (или $\lg(\tau_1/h_{экв})$), $\lg(|\rho_{T,\omega}|/\rho_l)$ (или $\lg(\rho_\tau/\rho_l)$), где λ_1 — длина волны в первом пласте; τ_1 — параметр становления в первом пласте;

$$h_{экв} = h_1 \frac{1+\nu_2}{\sqrt{\rho_l/\rho_1}}; \quad \rho_l = \rho_1 \frac{1+\nu_2}{1+(\nu_2/\mu_2)};$$

Вертикальная ось проведена через точку с абсциссой $(\lambda_1/h_{экв}) = 8$ (или $\tau_1/h_{экв} = 8$), горизонтальной осью служит прямая $|\rho_{T,\omega}| = \rho_l$ (или $\rho_\tau = \rho_l$). Точку их пересечения принято называть крестом палетки. Выбранные основные оси совпадают с осями двухслойной палетки, а трехслойные кривые сдвинуты влево вверх до совмещения их линий S с линией S двухслойной палетки. Все начала координат трехслойных кривых $(8h_1, \rho_1)$ располагаются на прямой, наклоненной под углом —63°26′ к оси абсцисс. Эта линия представляет собой геометрическое место всех начал координат трехслойных кривых типа Н и А для фиксированного ν_2. В дальнейшем будем называть ее линией ν_2. На горизонтальной оси она отсекает отрезок (заключенный между крестом палетки и точкой пересечения), величина которого в логарифмическом масштабе равна $1 + \nu_2$. При таком расположении трех- и двухслойных кривых крест палетки служит геометрическим местом точек с координатами $8h_{экв}$ и $\rho_{экв} = \rho_l$ — параметрами эквивалентного пласта. Следовательно, на амплитудных палетках Н—А имеются общие линии S, ρ_l и ν_2, а также общая точка — крест палетки.

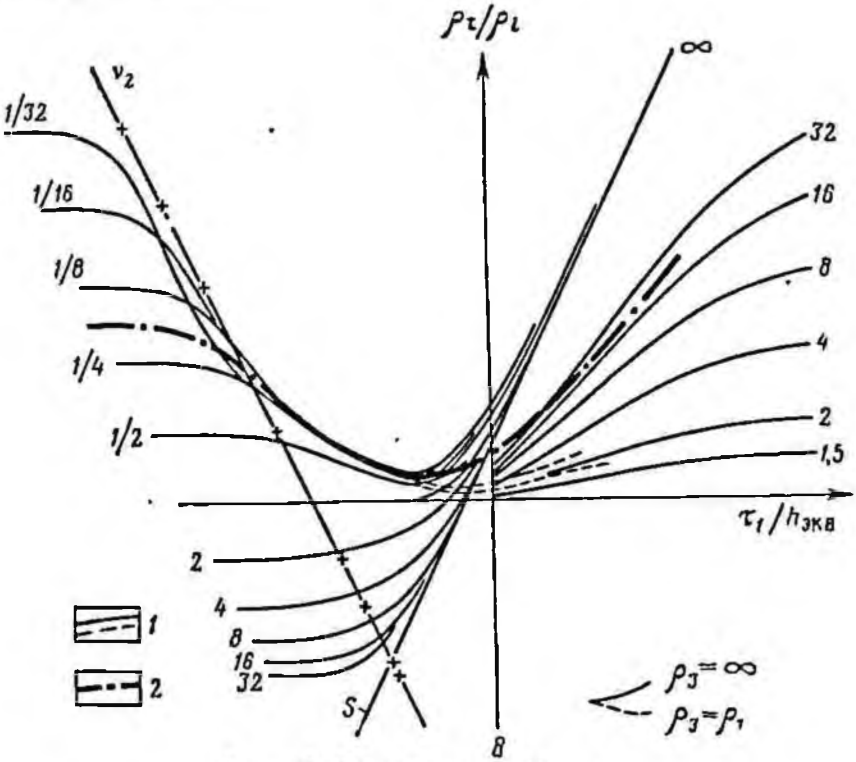


Рис. 19. Палетка ρ_τ — Н — А.

Условные обозначения те же, что и на рис. 18. Шифр кривых — μ_2

На сводных палетках вида ρ_τ—Q—K—ν_2/μ_2 (рис. 20) справа вычерчены двухслойные кривые с модулем $\mu_2 < 1$, а слева — трехслойные типа Q и K. Сплошными линиями изображены кривые для $\rho_3 = 0$, пунктирными — для $\rho_3 = \rho_1 = 1$. Каждая из них имеет шифр ν_2—μ_2. В соответствии с условиями симметрии палетки составлены для фиксированных отношений $\nu_2/\mu_2 = 1/128$; $1/64$; $1/32$; $1/16$; $1/8$; $1/4$; $1/2$; 1; 2; 4; 8; 16; 32; 64; 128. По оси абсцисс и ординат отложены те же значения, что и на палетках вида Н—А. В отличие от последних все начала координат трехслойных кривых типа Q и K размещены на линии $\nu_2/\mu_2 = \text{const}$, проходящей под углом 63°26′ к оси абсцисс и являющейся зеркальным отображением линии ν_2 в плоскости симметрии.

Вертикальная ось каждой палетки проведена через точку с абсциссой $\lambda_1/h_{экв} = 8$ (или $\tau_1/h_{экв} = 8$), горизонтальной осью служит

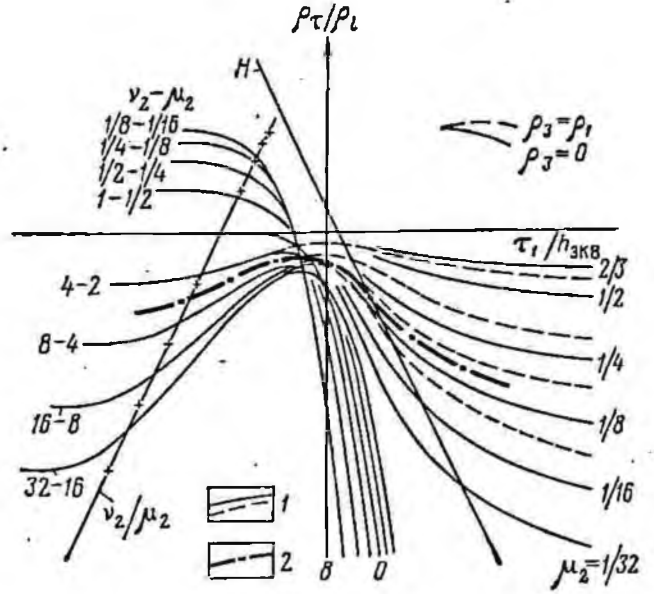


Рис. 20. Палетка ρ_τ — Q — K.

Условные обозначения те же, что и на рис. 18

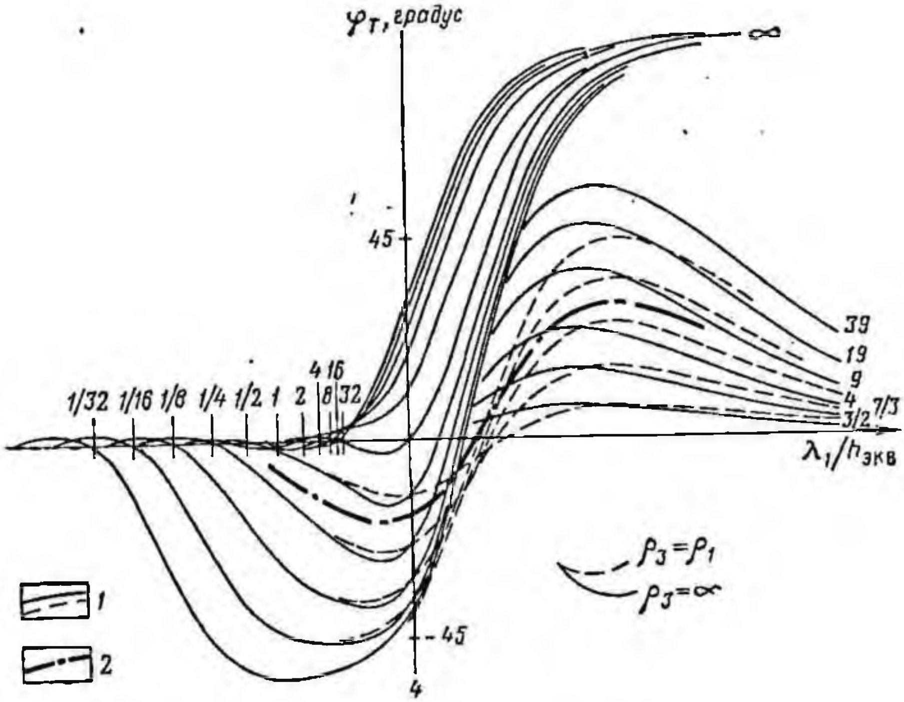


Рис. 21. Фазовая палетка φ_T — H — A — 2.

Условные обозначения те же, что и на рис. 18. Шифр кривых — μ_2

общая линия ρ_l. Главные оси пересекаются в точке с координатами $8h_{экв}$; $\rho_{экв} = \rho_l$. Иными словами, крест палетки представляет собой геометрическое место всех характерных точек, однозначно определяющих параметры эквивалентного слоя для данной серии кривых. Кроме них на палетках имеется общая линия H, заданная уравнениями (79)—(80).

На сводных фазовых палетках φ_T—H—A—ν_2 (рис. 21) справа вычерчены двухслойные волновые кривые с переменным модулем $\mu_2 > 1$, слева — трехслойные для μ_2, изменяющегося от 1/32 до 32. Сплошными линиями представлены кривые для $\rho_3 = \infty$, пунктиром — для $\rho_3 = \rho_1$. По горизонтальной оси, совпадающей с левой асимптотой $\varphi_T = 0$, отложены в логарифмическом масштабе безразмерные величины $\lambda_1/h_{экв}$, по вертикали — фазы в градусах. Вертикальный масштаб — арифметический — в 1 см 10°. Вверх отложены положительные значения фаз, вниз — отрицательные. Вертикальная ось проведена через точку с абсциссой $\lambda_1/h_{экв} = 4$. Она совпадает с осью двухслойной фазовой палетки.

§ 13. ОБЩАЯ МЕТОДИКА ГРАФИЧЕСКОГО ПОСТРОЕНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ КРИВЫХ ИНДУКЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Все графические построения выполняются на прозрачном билогарифмическом бланке с модулем сетки $M = 6{,}25$. Получение многослойной кривой сводится к последовательному построению отдельных элементов — трехслойных кривых, которые находят по сводным палеткам и, как звенья цепи, соединяют вместе по мере получения. В окончательной форме не все элементы проявляются одинаково. Часть их в зависимости от параметров заданного геоэлектрического разреза служит связующим материалом при построениях, другие непосредственно формируют искомую кривую. Неявность некоторых элементов является одной из причин неоднозначности решения обратной задачи.

Существенной особенностью рассматриваемой методики является возможность использования опорной сети, состоящей из начала координат искомой кривой ($\sqrt{T_1}$, ρ_1 или $\sqrt{2\pi t_1}$, ρ_1), серии линий H и S и опорных точек K, Q, H и A. Последние служат началами координат при построении промежуточных трехслойных элементов. В зависимости от типа кривой на билогарифмическом бланке вычерчивают одну, две или несколько линий H и S — по числу трехслойных элементов и отмечают столько же опорных точек. С этой целью предварительно готовят бланк. По заданным параметрам слоев h_1, ρ_1; h_2, ρ_2; h_3, ρ_3; . . . вычисляют координаты опорных точек.

Абсцисса начала координат должна удовлетворять следующим уравнениям:

$$\frac{\lambda_1}{h_1} = 8 \text{ для кривых МТЗ и ЧЗ;}$$

$$\frac{\tau_1}{h_1} = 8 \text{ для кривых ЗС.}$$

Отсюда

$$\frac{\sqrt{10^7 T \rho_1}}{h_1} = 8; \quad \frac{\sqrt{10^7 2\pi t \rho_1}}{h_1} = 8;$$

$$\sqrt{T_1} = 8h_1/\sqrt{10\rho_1}; \quad \sqrt{2\pi t_1} = 8h_1/\sqrt{10\rho_1}, \tag{118}$$

где h даны в километрах.

Ординатой в обоих случаях служит удельное сопротивление ρ_1 первого слоя. Здесь и в дальнейшем будем полагать, что в качестве параметров слоев задают средние продольные удельные сопротивления ρ_{l_i} в ом-метрах и истинные мощности h_i в метрах или километрах.

Абсциссу второй опорной точки найдем из уравнений

$$\frac{\lambda_1}{h_{экв}} = 8 \text{ для кривых МТЗ и ЧЗ;}$$

$$\frac{\tau_1}{h_{экв}} = 8 \text{ для кривых ЗС.}$$

Согласно формулам (116), (117)

$$\frac{\lambda_1}{h_{экв}} = \frac{\lambda_{экв}}{h_1(1+\nu_2)} = \frac{\sqrt{10^7 T \rho_{экв}}}{h_1 + h_2} = 8;$$

$$\frac{\tau_1}{h_{экв}} = \frac{\tau_{экв}}{h_1(1+\nu_2)} = \frac{\sqrt{10^7 2\pi t \rho_{экв}}}{h_1 + h_2} = 8.$$

Отсюда

$$\sqrt{T_2} = \frac{8(h_1+h_2)}{\sqrt{10\rho_{экв}}}; \quad \sqrt{2\pi t_2} = \frac{8(h_1+h_2)}{\sqrt{10\rho_{экв}}}, \tag{119}$$

где мощности h_1 и h_2 даны в километрах.

Ордината второй опорной точки

$$\rho_{экв} = \rho_{l_{1-2}} = \frac{h_1 + h_2}{S_1 + S_2}.$$

Итак, координаты опорной точки для любого p-того слоя вычисляют по формулам, общим для всех видов электромагнитных зондирований

$$\sqrt{T_p} \quad \text{или} \quad \sqrt{2\pi t_p} = \frac{8(h_1 + h_2 + \cdots + h_p)}{\sqrt{10\rho_{l_{1-p}}}}; \tag{120}$$

$$\rho_{l_{1-p}} = \frac{h_1 + h_2 + \cdots + h_p}{S_1 + S_2 + \cdots + S_p}. \tag{121}$$

Вспомогательные линии H используют при построении кривых типа K или Q, а линии S — типа H или A. Например, для получения восьмислойной кривой типа KQHAKH на бланке отмечают кроме начала координат шесть опорных точек и вычерчивают три линии $H : H_{1-2}$, H_{1-3}, H_{1-6}, а также три линии $S : S_{1-4}$, S_{1-5}, S_{1-7}. С этой целью по формулам (78), (83), (89) и (92) находят абсциссы точек пересечения этих линий с единичной осью на бланке и через них проводят прямые, наклоненные к оси абсцисс под углом $-63°26'$ (H) или $63°26'$ (S). Транспортиром обычно не пользуются. Соответствующие линии на сводных палетках являются удобным шаблоном.

Построение правых ветвей кривых ЧЗ и ЗС типа Н (А) при ограниченных разносах установки

Кажущееся сопротивления в методах ЧЗ и ЗС зависит не только от параметров геоэлектрического разреза ν_2 и μ_2, но и от разноса установки. При относительно большом разносе $r/H > 8$ левая часть кривой зондирования почти до минимума включительно совпадает с волновой кривой для большинства соотношений мощностей и сопротивлений, встречаемых на практике. Правая ветвь отходит от нее и по внешнему виду похожа на двухслойную кривую для конечного разноса. Она характеризует поведение поля в зоне S при низких частотах. Для ее построения достаточно иметь двухслойную палетку.

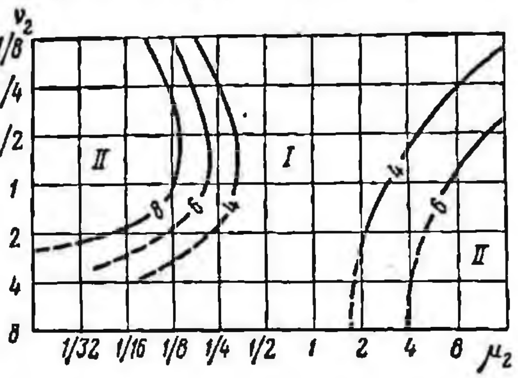


Рис. 22. Номограмма пределов применимости двухслойной палетки при построении правых ветвей кривых ЧЗ и ЗС типа Н и А для конечных разносов.

I — область ошибок до ±5%; *II* — область ошибок свыше 5%. Шифр кривых r/H

При меньших оптимальных разносах $r/H < 8$ правые ветви кривых ЧЗ и ЗС, в том числе и минимум, резко отличаются от соответствующих волновых кривых. Они также похожи на двухслойные кривые для конечных разносов, но в деталях могут расходиться на 10% и более. В таких случаях пользуются набором трехслойных палеток и вспомогательными номограммами экстремальных точек. Вообще правую ветвь можно аппроксимировать либо двухслойными, либо трехслойными кривыми, рассчитанными для конечных разносов. На рис. 22 показана номограмма пределов применимости двухслойной палетки, составленная по результатам исследования палеточного материала. Жирными линиями оконтурена область *I*, где правые ветви трехслойных кривых ЧЗ и ЗС совпадают с двухслойными с точностью до 5% (если предварительно совместить их линии S и ρ_l). С увеличением относительного разноса пределы применимости двухслойной палетки расширяются. При $r/H > 8$ это становится закономерностью. Область применения трехслойных палеток почти не ограничена. Во всех случаях построения целесообразно контролировать с помощью трехслойных палеток. Правую низкочастотную ветвь можно построить также по палетке S или палетке поздней стадии становления поля (Матвеев, 1966).

Для построения фазовых кривых МТЗ или ЧЗ одну из горизонтальных осей билогарифмического бланка принимают за ось абсцисс с нулевой отметкой $\varphi_{T,\omega} = 0$. На ней фиксируют начало координат с абсциссой

$$\sqrt{T_1} = \frac{4h_1}{\sqrt{10\rho_1}}, \tag{122}$$

вторую опорную точку с абсциссой

$$\sqrt{T_2} = \frac{4(h_1 + h_2)}{\sqrt{10\rho_{l_{1-2}}}}, \tag{123}$$

третью, четвертую, . . ., n — 1-ую опорную точку с абсциссой

$$\sqrt{T_{n-1}} = \frac{4(h_1 + h_2 + \cdots + h_{n-1})}{\sqrt{10\rho_l}}, \tag{124}$$

где мощности h даны в километрах.

Графическое построение выполняют с помощью палеток типа φ_T—Н—А—ν_2 и φ_ω—Н—А—ν_2. Используя свойство симметрии, по этим же палеткам получают кривые типа К и Q. В процессе построения опорные точки совмещают с главным крестом палетки. Сопряжение двух соседних трехслойных кривых здесь происходит хуже, чем у амплитудных кривых. Главное внимание обращается на зоны экстремумов. Соединительные ветви между ними проводят приближенно. Большие трудности возникают и при построении правой завершающей ветви фазовой кривой ЧЗ для заданного разноса. В этом случае обычно пользуются трехслойными палетками для конечных разносов (Ваньян и др., 1963). Однако набора палеток не хватает для разных вариантов разрезов, встречающихся на практике.

§ 14. ПОСТРОЕНИЕ АМПЛИТУДНЫХ И ФАЗОВЫХ КРИВЫХ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Кривые магнитотеллурического зондирования получают с помощью сводных палеток $|\rho_T|$—Н—А—ν_2 и φ_T—Н—А—ν_2. Палетку выбирают по заданному параметру ν_2. Зная асимптоты ρ_1 и ρ_3 и модуль μ_2, по сводной палетке легко построить кривую для любого трехслойного разреза. Построение левой и правой ветвей контролируют по асимптотам, а среднюю часть получают путем интерполяции между сплошной ($\rho_3 = \infty$) и пунктирной ($\rho_3 = \rho_1$) палеточными кривыми. В области минимума они сближены между собой, и интерполяция выполняется без больших погрешностей. Таким образом, построение всех частей трехслойной кривой делается почти одновременно, не отрывая бланка от палетки.

Амплитудные кривые типа Н

Пусть заданы значения мощностей и средние продольные удельные сопротивления всех слоев: h_1, h_2, $h_3 = \infty$; $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$; $\rho_3 \neq \neq \infty$. Требуется построить кривую МТЗ в практических координатах $\sqrt{T_1}$, $|\rho_T|$.

По формулам вычисляем координаты опорных точек $\sqrt{T_1}$, ρ_1; $\sqrt{T_2}$, $\rho_{l_{1-2}}$ и наносим их на бланк. Далее находим абсциссу точки пересечения $\sqrt{T_S} = (S_1 + S_2)/356$, отмечаем ее на горизонтальной оси $|\rho_T| = 1$ и через эту точку под углом 63°26′ проводим линию S. По заданным параметрам вычисляем модули искомой кривой: $\nu_2 = h_2/h_1$; $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$ и $\mu_3' = \rho_3/\rho_{l_{1-2}}$. Из альбома выбираем сводную палетку $|\rho_T|$—Н—А—ν_2 с равным или ближайшим по величине модулем ν_2'. Согласно принципу эквивалентности $\nu_2/\mu_2 = = \nu_2'/\mu_2'$. Если мощность второго слоя велика, подбираем две ближайшие палетки, удовлетворяющие указанному соотношению.

Бланк с нанесенными на него элементами опорной сети так накладываем на сводную палетку, чтобы линия S_{1-2} бланка совпала с линией S палетки, а первый крест бланка (T_1, ρ_1) — с линией ν_2' — геометрическим местом всех начал координат трехслойных кривых данной серии. Не смещая бланка, определяем положение левой ветви между теоретическими кривыми и проводим ее до минимума. Затем, ориентируясь по положению правой асимптоты и палеточных двухслойных кривых, проводим правую ветвь. Интерполируя между сплошной и пунктирной кривыми, находим зону минимума и плавной линией соединяем все три части в одно целое.

Фазовые кривые типа Н

Фазовые кривые φ_T^{H} типа Н также имеют минимум и правую восходящую ветвь, которая в общем случае заканчивается максимумом и спадом кривой до нуля, ибо правая асимптота $\varphi_T = 0$. Если $\rho_3 = = \infty$, то правая ветвь круто поднимается вверх и асимптотически приближается к своему предельному значению $\varphi_T = 90°$.

Пусть требуется построить фазовую кривую для тех же параметров слоев, которые мы выбрали при поисках амплитудной кривой МТЗ. Графические построения удобно делать на билогарифмическом бланке, снабдив его вертикальной шкалой с арифметическим масштабом. Одну из основных осей бланка принимаем за ось абсцисс $\varphi_T = 0$. Отмечаем на ней начало координат искомой кривой $\sqrt{T_1}$ и абсциссу опорной точки $\sqrt{T_2}$, вычисленные по формулам (122)—(124). Для подыскания сводной палетки надо знать модули кривой ν_2 и μ_2. Может оказаться, что палетки для заданного модуля ν_2 нет. Тогда в соответствии с принципом эквивалентности по S, который распространяется и на фазовые кривые типа Н, выбираем подходящую сводную палетку φ_T—Н—А—ν_2' с ближайшим по величине модулем ν_2'. Из основного соотношения эквивалентности найдем, что $\mu_2' = \nu_2' (\mu_2/\nu_2)$.

Это значение можно использовать в качестве ориентира. Практически же поступаем проще. Бланк накладываем на палетку и совмещаем вторую опорную точку ($\sqrt{T_2}$, 0) с главным крестом палетки. Модуль μ_2 определяем приближенно по положению начала координат ($\sqrt{T_1}$, 0). Затем проводим левую ветвь и минимум искомой кривой. Правую ветвь находим по значению модуля $\mu_3 = \rho_3/\rho_{l_{1-2}}$ и проводим ее путем интерполяции между сплошной и пунктирными кривыми до ее соединения с минимумом.

Фазовая кривая кажущегося сопротивления (квадрата приведенного импеданса) $\varphi_T = f(\sqrt{T})$ и график фаз импеданса $\psi_T = F(\sqrt{T})$ одинаковы по форме, но у них разные вертикальные масштабы. Поэтому, чтобы перейти от φ_T к ψ_T, достаточно изменить обозначения вертикального масштаба. Горизонтальную ось принимаем за $-45°$, верхнюю асимптоту ($\rho_3 = \infty$) за 0, а нижнюю ($\rho_3 = 0$) за $-90°$ (см. рис. 24).

Кривые типа А

Приемы графического построения амплитудных и фазовых кривых типа А идентичны соответствующим приемам построения кривых типа Н. Их получают по тем же сводным палеткам $|\rho_T|$—Н—А—ν_2 и φ_T = Н—А—ν_2.

Амплитудные кривые типа К

Кривые типа К подчиняются действию принципа эквивалентности по H, согласно которому критерием постоянства их формы служит суммарная мощность. В соответствии с правилом симметрии их можно строить с помощью палеток $|\rho_T|$—Н—А—ν_2.

Пусть требуется найти кривую типа К для заданных параметров разреза h_1, h_2, $h_3 = \infty$; ρ_1, ρ_2, $\rho_3 \neq 0$. Вычислим необходимые исходные данные: ν_2, μ_2, $H = h_1 + h_2$ и абсциссу начала координат $\sqrt{T_1} = 8h_1/\sqrt{10\rho_1}$. На билогарифмическом бланке крестом отметим начало координат ($\sqrt{T_1}$, ρ_1). На горизонтальной оси с единичной ординатой $|\rho_T| = 1$ найдем точку с абсциссой $\sqrt{T_H} = (h_1 + h_2)/0{,}356$ и через нее проведем прямую под углом $-63°26'$ — линию H.

Прежде чем выбрать сводную палетку в соответствии с условиями симметрии (86), найдем параметры симметричной кривой типа Н:

$$(\nu_2)_{\text{Н}} = \left(\frac{\nu_2}{\mu_2}\right)_{\text{К}}; \quad (\mu_2)_{\text{Н}} = \left(\frac{1}{\mu_2}\right)_{\text{К}}; \quad (\mu_3)_{\text{Н}} = \left(\frac{1}{\mu_3}\right)_{\text{К}}, \tag{125}$$

где индексами Н и К отмечены модули кривых соответствующих типов. После трансформации параметров задача сводится к построению кривой типа Н. По вычисленному модулю $(\nu_2)_Н$ выбираем сводную палетку $|\rho_T|$—Н—А—ν_2. Затем бланк с нанесенной на нем опорной сетью поворачиваем на 180° вокруг горизонтальной оси и накладываем его лицевой стороной на палетку. При этом линию H_{1-2} совмещаем с линией S палетки, а начало координат — с линией ν_2. На оборотной стороне бланка строим кривую типа Н для трансформированных модулей (125). Выполнив все операции, на лицевой стороне прозрачного бланка получим искомую кривую типа К для заданных параметров.

Аналогично получают амплитудные кривые типа Q и соответствующие фазовые кривые.

Амплитудные кривые типа КН

Пусть требуется получить четырехслойную кривую типа КН для следующего разреза: $h_1 = 1$; $h_2 = 1$; $h_3 = 1{,}5$; $\rho_1 = 1$; $\rho_2 = 4$; $\rho_3 = 1{,}4$; $\rho_4 = \infty$. По сути дела предстоит построить две трехслойные кривые типа К и Н.

По исходным параметрам вычисляем следующие данные:

$$\nu_2 = 1; \quad \mu_2 = 4; \quad H_{1-2} = h_1 + h_2 = 2;$$

$$\nu_3 = \frac{h_3}{h_1 + h_2} = 0{,}75; \quad \rho_{l_{1-2}} = 1{,}6;$$

$$\mu_3 = \frac{\rho_3}{\rho_{l_{1-2}}} = 0{,}156; \quad S_{1-3} = S_1 + S_2 + S_3 = 7{,}25.$$

Кроме этого находим абсциссы начала координат и опорной точки К: $\sqrt{T_1} = 2{,}53$; $\sqrt{T_2} = 4{,}0$, а также абсциссы точек пересечения линий H и S с горизонтальной осью ($|\rho_T| = 1$) бланка

$$\sqrt{T_H} = 2 : 0{,}356 = 5{,}61; \quad \sqrt{T_S} = 7{,}25 : 0{,}356 = 20{,}36.$$

На бланке отмечаем начало координат ($\sqrt{T_1}$, ρ_1) и опорную точку с координатами $\sqrt{T_2}$, $\rho_{l_{1-2}}$. На горизонтальной оси $|\rho_T| = 1$ находим точку с абсциссой $\sqrt{T_H} = 5{,}61$ и через нее проводим линию H_{1-2} под углом — 63°26′. Затем на той же оси отмечаем точку с абсциссой $\sqrt{T_S} = 20{,}36$ и через нее проводим линию S под углом 63°26′.

Для построения первой кривой типа К воспользуемся условиями симметрии, из которых

$$(\nu_2)_Н = \left(\frac{\nu_2}{\mu_2}\right)_К = \frac{1}{4}; \quad (\mu_2)_Н = \left(\frac{1}{\mu_2}\right)_К = \frac{1}{4}; \quad (\mu_3)_Н = \left(\frac{1}{\mu_3}\right)_К = 6{,}4.$$

Выбираем из альбома палетку $|\rho_T^{\prime\prime}|$—Н—А—1/4 и, перевернув бланк на 180°, накладываем его лицевой стороной на палетку. При этом начало координат совмещаем с линией ν_2, а перевернутую линию H_{1-2} — с линией S палетки. На обратной стороне бланка чертим кривую типа Н с симметричными модулями $(\mu_2)_Н = 1/4$ и $(\mu_3)_Н = 6{,}4$, а на лицевой стороне получаем кривую типа К.

Далее, принимая точку К $(\sqrt{T_2}, \rho_{l_{1-2}})$ за новое начало координат, по палетке $|\rho_T|$—Н—А—1 получаем кривую типа Н для модулей $\nu_3' = 0{,}75$; $\mu_3' = 0{,}156$; $\mu_4' = \infty$. Правая ветвь сливается с линией S. Соединив элементы, получим искомую четырехслойную кривую типа КН. Примеры построения амплитудных четырехслойных кривых показаны на рис. 23.

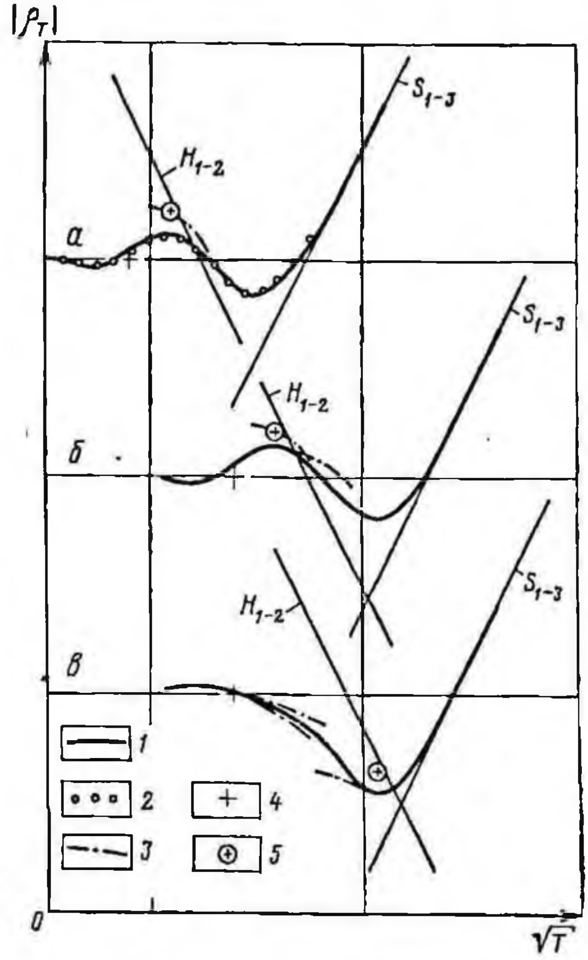


Рис. 23. Примеры графического построения амплитудных кривых типа КН (*а*, *б*) и QН (*в*).

1 — искомая кривая; *2* — контрольные расчетные значения кажущихся сопротивлений; *3* — палеточные кривые; *4* — начало координат ($x_1 = \sqrt{T_1}$; $y_1 = \rho_1$); *5* — опорные точки ($x_2 = \sqrt{T_2}$; $y_2 = \rho_{l_{1-2}}$)

Фазовые кривые типа КН

Рассмотрим приемы построения фазовой кривой для того же разреза типа КН. Одну из горизонтальных осей билогарифмического бланка принимаем за ось абсцисс $\varphi_T = 0$ (или $\psi_T = -45°$). На ней отмечаем начало координат $(\sqrt{T_1}, 0)$ и две опорные точки $(\sqrt{T_2}, 0)$ и $(\sqrt{T_3}, 0)$. Их абсциссы, вычисленные по формулам (122)—(124), соответственно равны: $\sqrt{T_1} = 1{,}27$; $\sqrt{T_2} = 2{,}0$; $\sqrt{T_3} = 6{,}36$.

Согласно общим правилам левую ветвь найдем в виде симметричной трехслойной кривой типа Н с модулями $(\nu_2)_Н = 1/4$; $(\mu_2)_Н = 1/4$ и $(\mu_3)_Н = 6{,}4$. Для этой цели воспользуемся сводной палеткой φ_T—Н—А—1/4. После подготовки бланк поворачиваем на 180° вокруг горизонтальной оси и лицевой стороной накладываем его на палетку так, чтобы вторая опорная точка $(\sqrt{T_2}, 0)$ совместилась с главным крестом палетки. При этом начало координат $\sqrt{T_1}, 0)$ зафиксирует на палетке модуль эквивалентной кривой (в данном случае он равен заданному, т. е. $\mu_2 = 1/4$). Искомую левую ветвь проводим между сплошной ($\rho_3 = \infty$) и пунктирной ($\rho_3 = \rho_1$) линиями палетки. После этого на лицевой стороне прозрачного бланка строим кривую типа Н для модулей $\nu_3' = 0{,}75$; $\mu_3' = 1/6{,}4$; $\mu_4' = \infty$.

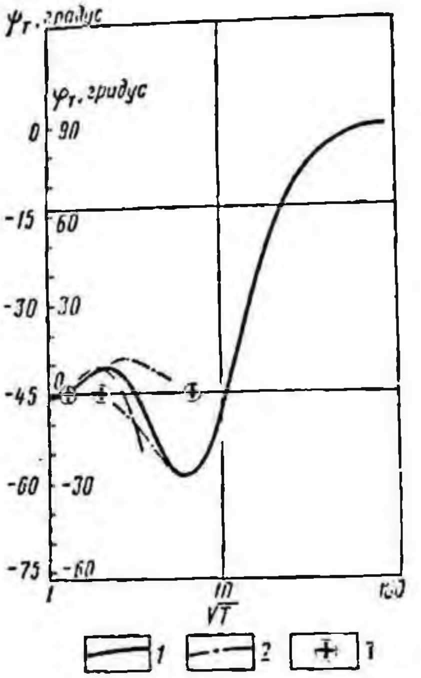


Рис. 24. Пример графического построения фазовой кривой МТЗ типа КН.

1 — искомая кривая; *2* — палеточные кривые; *3* — опорные точки

В соответствии с принципом эквивалентности выбираем палетку φ_T—Н—А—1. Накладываем на нее бланк, и третью опорную точку ($\sqrt{T_3}$, 0) совмещаем с главным крестом палетки. По положению второй опорной точки ($\sqrt{T_2}$, 0), которая теперь принимается за начало координат, находим соответствующую аппроксимирующую кривую. Правая ее ветвь круто поднимается вверх и выходит на горизонтальную асимптоту с отметкой $\varphi_T = 90°$ (или $\psi_T = 0$). Зону минимума плавно сопрягаем с нисподающей ветвью ранее найденной кривой типа К (рис. 24).

Изменив масштабную шкалу на оси ординат, получим график фаз импедансов.

§ 15. ПОСТРОЕНИЕ АМПЛИТУДНЫХ И ФАЗОВЫХ КРИВЫХ ЧАСТОТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Кривую частотного зондирования для разрезов типа Н и А можно условно разделить на две части: левую ветвь — волновую и правую ветвь, характеризующую поведение поля в зоне S при конечном разносе установки. Резкой границы между ними нет. С увеличением разноса минимумы на кривых типа Н и А смещаются вправо и при больших разносах $r/H > 10$ они практически сливаются с минимумом волновой кривой. При графическом построении волновую ветвь получают с помощью сводных палеток, а правую конечную ветвь — по трехслойным палеткам для конечных разносов.

Волновую часть кривых типа Н и А для разрезов, подстилаемых изоляторами, находят по палеткам $|\rho_\omega|$—Н—А—ν_2 и φ_ω—Н—А—ν_2. Если в разрезе нет экранов, то волновые кривые ЧЗ сливаются с однотипными кривыми МТЗ, методика построения которых описана выше. Поэтому в данном параграфе рассмотрим примеры построения кривых ЧЗ лишь для разрезов с экранами.

Амплитудные кривые типа II

Пусть заданы величины мощностей и средних продольных сопротивлений для трехслойного разреза типа II : h_1, h_2, $h_3 = \infty$; ρ_1, ρ_2, $\rho_3 = \infty$. Требуется построить кривую ЧЗМ для относительно большого разноса $r/H > 4$.

Предварительно вычислим все необходимые исходные данные и нанесем на бланк опорную сеть. Во-первых, отметим начало координат искомой кривой ($\sqrt{T_1}$, ρ_1) и зафиксируем вторую опорную точку ($\sqrt{T_2}, \rho_{l_{1-2}}$). Абсциссы их вычислим по тем же формулам, что и для МТЗ. Затем на горизонтальной оси $|\rho_\omega| = 1$ найдем точку с абсциссой $\sqrt{T_S} = (S_1 + S_2)/503$ и проведем через нее линию S.

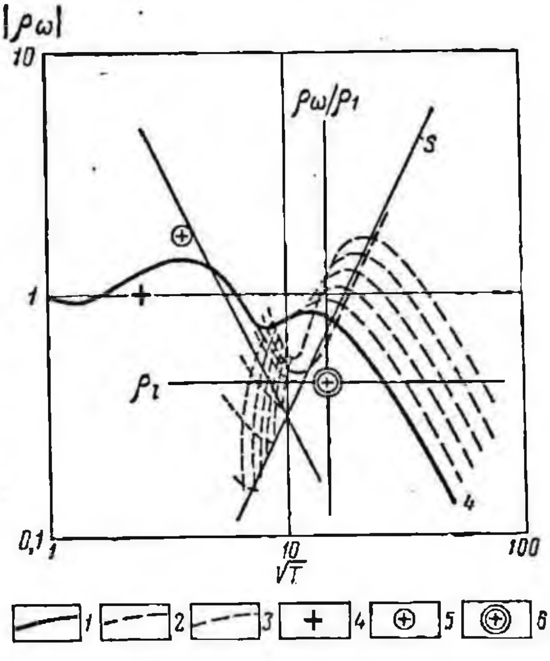


Рис. 25. Графическое построение правой ветви амплитудной кривой ЧЗМ с помощью номограмм экстремальных точек.

1 — искомая кривая; *2* — волновая ветвь искомой кривой; *3* — линии номограммы; *4* — начало координат искомой кривой; *5* — опорная точка (x_2, y_2 и x_3, y_3). ($x_2 = \sqrt{T_2}$; $y_2 = \rho_{l_{1-2}}$); *6* — крест палетки

По заданному значению $\nu_2 = h_2/h_1$ выбираем сводную палетку $|\rho_\omega|$—Н—А—ν_2 и строим соответствующую волновую кривую. Если $\nu_2 > 1$ (область ограниченной эквивалентности), то подыскиваем две сводные палетки с модулями $\nu_2' > \nu_2$ и $\nu_2'' < \nu_2$ и получаем две волновые кривые с общими началом координат и правой асимптотой.

Правую конечную ветвь для фиксированного разноса можно получить тремя способами: по палетке S, номограммам экстремальных точек и по трехслойным палеткам ЧЗ для конечных разносов. На бланке дополнительно проводим две горизонтальные прямые $|\rho_\omega| = r/S$ и $|\rho_\omega| = \rho_l$. Сначала бланк накладываем на палетку S и, совместив линии S и горизонтальные линии $|\rho_\omega| = r/S$, вычерчиваем на нем зону максимума и правую нисходящую ветвь в первом приближении. Координаты минимума можно найти по номограмме экстремальных точек, которая имеется в четвертом квадранте сводной палетки. Бланк с полученной волновой кривой накладываем на номограмму и совмещаем их линии S и ρ_l (рис. 25). Пересечение линий μ_2' и r'/h_1 определяет положение минимума. Эквивалентные параметры μ_2' и r'/h_1 заранее вычисляем по следующим формулам:

$$\mu_2' = \nu_2' \frac{\mu_2}{\nu_2}; \quad \frac{r'}{h_1} = \frac{r}{H}(1 + \nu_2'), \tag{126}$$

где μ_2' и ν_2' — палеточные модули.

Чтобы избежать грубых ошибок, построение правой ветви необходимо контролировать по трехслойным палеткам для конечных разносов. Из альбома (Ваньян и др., 1963) выбираем одну или две палетки, модули которых близки по величине заданным. Совместив общие линии S и ρ_l палетки и бланка, вычерчиваем всю правую ветвь от минимума до ниспадающей асимптоты включительно. Величину эквивалентного разноса находим по формуле (126). В том случае, когда пользуемся двумя палетками с ближайшими модулями ν_2' и ν_2'', получим, соответственно, две кривые: искомую найдем путем интерполяции.

Фазовые кривые типа Н

Построение фазовых кривых также выполняют по частям. Сначала по сводной палетке φ_ω—Н—А—ν_2 получают волновую кривую (для $\rho_3 = \infty$), а затем по трехслойным палеткам видоизменяют ее правую ветвь в соответствии с заданным разносом. Основные приемы построения волновых фазовых кривых были описаны в § 14. Рассмотрим только построение правой ветви.

Конфигурация правой ветви фазовой кривой ЧЗ для конечного разноса очень сложна, так как на ней имеется несколько экстремумов, положение которых зависит одновременно от параметров ν_2, μ_2 и r/H. Эквивалентные аналоги правой ветви удается подобрать лишь при $\nu_2 < 1$. Поэтому составление различных вспомогательных палеток и номограмм не представляется целесообразным. Правые ветви фазовых кривых ЧЗ следует строить по трехслойным палеткам для конечных разносов из альбома Л. Л. Ваньяна и др. (1963).

Из альбома выбирают палетку с ближайшим по величине модулем ν_2' и на ее горизонтальной оси $\varphi_\omega = 0$ отмечают точку с абсциссой

$$\frac{\lambda_1}{h_1} = \frac{4h_1(1+\nu_2')}{\sqrt{\frac{1+\nu_2'}{1+\nu_2'\mu_2'}}}.$$

При наложении бланка эту точку совмещают со второй опорной точкой $(\sqrt{T_2}, 0)$. На бланке вычерчивают правую ветвь для эквивалентного разноса r'/h_1. Если заданные параметры выходят за пределы применимости принципа эквивалентности (например, при $\nu_2 > 1$), то подбирают две соседние теоретические палетки, а искомую кривую находят путем интерполяции.

Описанные правила распространяются и на случай построения кривых типа А.

Кривые типа К и Q

Волновые амплитудные и фазовые кривые ЧЗ типа К и Q совпадают с однотипными кривыми МТЗ. Их строят по палеткам $|\rho_T|$ — —Н—А—ν_2, используя свойство симметрии. Методика получения кривых этого типа для конечных разносов пока не разработана.

Амплитудные кривые типа КН для разрезов с промежуточным экраном

Как известно, при измерении магнитной составляющей экранирующий слой относительно небольшой мощности не может быть препятствием для изучения нижележащих горизонтов. Он проявляется на кривой магнитного зондирования ЧЗМ в форме максимума, подобно пласту высокого сопротивления. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть особый случай графического построения четырехслойной кривой ЧЗМ для разреза с экраном, залегающим в промежуточной толще.

Предварительно заметим, что, если мощность промежуточного слоя сохраняется постоянной, то согласно принципу эквивалентности по H, кривые ЧЗ типа К практически совпадают друг с другом. При этом удельное сопротивление слоя может варьировать в широких пределах. Отсюда следует, что кривую типа К для разреза с экраном ($\rho_2 = \infty$) можно аппроксимировать кривой того же типа, рассчитанной для разреза с конечным, но относительно высоким удельным сопротивлением промежуточного слоя.

Например, при заданном разрезе с параметрами $h_1 = 1$; $\rho_1 = 1$; $h_2 = 2$; $\rho_2 = \infty$; $h_3 = 2$; $\rho_3 = 1/5$; $\rho_4 = \infty$ эквивалентным будет разрез со следующими параметрами: $h_1 = 1$; $\rho_1 = 1$; $h_2 = 2$; $\rho_2 = 32$; $h_3 = 2$; $\rho_3 = 1/5$; $\rho_4 = \infty$. Новый разрез отличается от заданного лишь конечным значением удельного сопротивления второго слоя. При использовании опорной сети получаем четырехслойную кривую типа КН, которая в области максимума непременно совпадает с искомой в пределах допустимой погрешности.

Аналогично можно построить и фазовую кривую.

По тем же правилам строят многослойные кривые частотного зондирования с числом слоев больше четырех.

§ 16. ПОСТРОЕНИЕ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙ ЗОНЫ

Кривую становления поля для дальней зоны также можно условно разделить на две части: левую ветвь — волновую и правую ветвь, характеризующую процесс поздней стадии становления поля при конечном разносе установки. Переход между ними плавный. С уменьшением разноса диполей ординаты правой части кривой, в том числе и минимума на кривой типа Н, уменьшаются. Абсцисса минимума при этом почти не меняется. Она слабо зависит от разноса. Левые ветви кривых типа А с уменьшением разноса проходят выше волновых и пересекают их около максимума.

Приемы графического построения кривых становления поля во многом схожи с приемами получения амплитудных кривых ЧЗ. Волновую ветвь кривой зондирования получают по сводным палеткам, а правую — по двух- и трехслойным палеткам для конечных разносов, или по палеткам поздней стадии становления поля и номограммам минимумов. Форма кривой ЗС проще, чем кривой ЧЗ, поэтому интерполяция выполняется легче и не сопровождается большими ошибками. Рассмотрим основные приемы получения кривых зондирования в практических координатах ($\sqrt{2\pi t}$, ρ_τ).

Кривые типа Н

Пусть требуется построить кривую становления магнитного поля для разреза типа Н с параметрами: h_1, h_2, $h_3 = \infty$; ρ_1, ρ_2, $\rho_3 = \infty$ при разносе диполей $r = 5\,(h_1 + h_2)$. Прежде всего по сводной палетке построим волновую ветвь. Для этой цели сделаем необходимые расчеты.

Вычислим модули искомой кривой ν_2 и μ_2 и суммарную продольную проводимость $S_{1-2} = S_1 + S_2$. Затем найдем: начало координат по формуле (118) и ρ_1, координаты второй опорной точки по формуле (119) и $\rho_{l_{1-2}} = \frac{h_1+h_2}{S_1+S_2}$, абсциссу точки пересечения линии S с горизонтальной осью бланка $\sqrt{2\pi t_s} = (S_1 + S_2)/503$. На билогарифмическом бланке наносим опорную сеть: начало координат, опорную точку, линии S_{1-2} и $\rho_{l_{1-2}}$. Дополнительно проводим горизонтальную прямую $\rho_\tau = r/S_{1-2}$.

По вычисленному модулю ν_2 подбираем из альбома палетку ρ_τ—Н—А—ν_2' с ближайшим к заданному модулем ν_2'. Если $\nu_2 < 1$, то в соответствии с принципом эквивалентности пользуемся выбранной палеткой. Бланк накладываем на нее так, чтобы линии S_{1-2} и S палетки совпали, а начало координат совместилось с линией ν_2. По фактическому положению начала координат на линии ν_2 находим левую асимптоту $\rho_\tau = \rho_1$. Интерполируя между соседними сплошными палеточными кривыми, вычерчиваем всю искомую кривую. Ее правой асимптотой служит линия S_{1-2}.

Если $\nu_2 > 1$, то принцип эквивалентности теряет силу. В таком случае приходится оперировать двумя сводными палетками для ближайших модулей $\nu_2' > \nu_2$ и $\nu_2'' < \nu_2$. По ним строим две кривые, а искомую находим путем интерполяции.

Правую ветвь для заданного разноса сначала можно получить по двухслойной палетке. Для этого совмещает линии S и ρ_l палетки и бланка и на бланке чертим зону максимума и правую нисподающую ветвь, соответствующие разносу $r/H = 5$. Минимум можно найти по специальной номограмме (Матвеев, 1966). На номограмме имеются две системы парных пересекающихся линий, которые представляют собой геометрические места минимумов трехслойных кривых в диапазоне оптимальных разносов $4{,}5 \leqslant r/H \leqslant 8$. Для каждого расчетного модуля ν_2 есть свое начало координат. Учитывая заданный разнос, минимум находим по пересечению линий с фиксированными модулями ν_2 и μ_2. Элементы, полученные таким путем, плавной линией соединяем с левой волновой ветвью.

Иногда по двухслойной палетке определяют только максимум, а остальную часть кривой, в том числе и минимум, находят по палетке поздней стадии. Бланк накладывают на палетку, и вспомогательную прямую $\rho_\tau = r/S$ совмещают с ее горизонтальной осью, а линию S_{1-2} — с линией S палетки. На бланк наносят соответствующую кривую, которую сопрягают с волновой ветвью.

Самый точный способ — построение правой ветви по трехслойным палеткам для конечных разносов. Из альбома выбирают палетку с ближайшим значением модуля ν_2'. Совместив опорные линии S и ρ_l, вычерчивают на бланке кривую для приведенного разноса $r'/h_1 = (r/H)(1 + \nu_2')$. Минимум кривой соединяют с ранее полученной волновой ветвью.

Комбинация нескольких приемов позволяет сократить пределы возможных ошибок.

Кривые типа А

Кривые ЗС типа А получают аналогично кривым типа Н: левую волновую ветвь строят по палетке ρ_τ—Н—А—ν_2, а правую ветвь искомой кривой — по палетке поздней стадии ρ_τ—А—S или по двухслойной палетке для конечных разносов.

Кривые типа К и Q

Для построения кривых типа К и Q используют палетки ρ_τ—Q—К—ν_2/μ_2. Опорная сеть состоит из начала координат ($\sqrt{2\pi t_1}$, ρ_1) и линии H_{1-2}. Сводную палетку выбирают по величине отношения заданных модулей ν_2/μ_2. Обычно пользуются палеткой с ближайшим значением ν_2'/μ_2'. Однако диапазон значений ν_2' на палетке должен быть достаточно широким и включать в себя заданное значение ν_2. Согласно принципу эквивалентности по H кривые совпадают только в том случае, если $\nu_2 = \nu_2' = \mathrm{const}$.

Бланк с нанесенной на нем опорной сетью накладывают на палетку так, чтобы линия H_{1-2} совместилась с линией H палетки, а начало координат с линией ν_2'/μ_2' (геометрическим местом всех начал координат для трехслойных кривых этой серии). По фактическому положению начальной точки находят левую асимптоту и вычерчивают волновую кривую. Если $\rho_3 = 0$, то ориентируются по сплошным кривым палетки. Если $\rho_3 \neq 0$, то правую ниспадающую ветвь находят путем интерполяции между сплошными и пунктирными кривыми. Методика построения правой ветви для конечных разносов пока не разработана.

Четырехслойные кривые типа КН

Пусть задан четырехслойный разрез с параметрами: $h_1 = 1$; $h_1 = 1$; $h_3 = 2$; $\rho_1 = 6$; $\rho_2 = 48$; $\rho_3 = 1{,}5$; $\rho_4 = \infty$. Требуется графическим способом построить кривую становления поля для разноса $r/H = 5$. В соответствии с правилами, описанными выше, будем рассматривать заданную кривую как совокупность трех элементов: двух волновых кривых типа К и Н и правой ветви для заданного разноса.

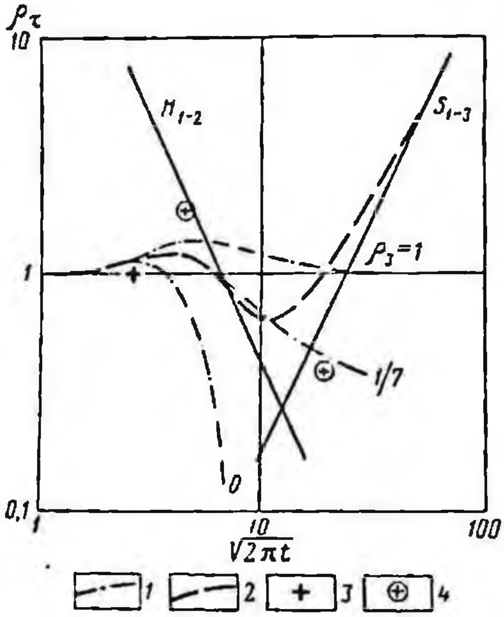


Рис. 26. Пример графического построения четырехслойной волновой кривой становления поля типа КН.

1 — вспомогательные кривые сводной палетки; 2 — искомая кривая; 3 — начало координат искомой кривой; 4 — опорные точки (соответственно, $x_2 = \sqrt{2\pi t_2}$, $y_2 = \rho_{l_{1-2}}$; $x_3 = \sqrt{2\pi t_3}$; $y_3 = \rho_{l_{1-2}}$)

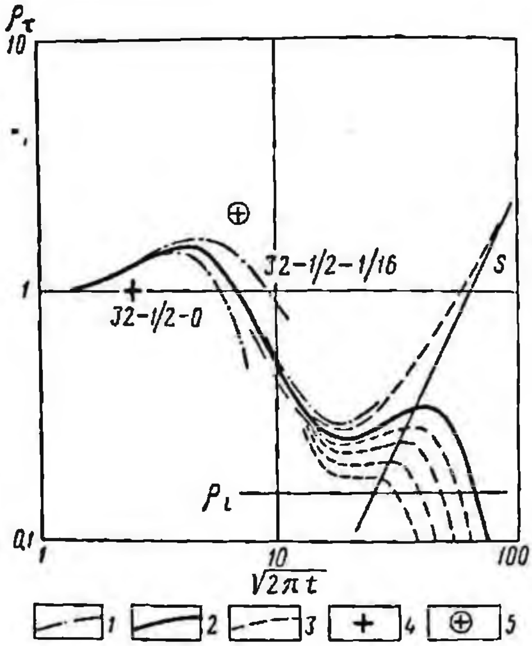


Рис. 27. Графическое построение кривой становления магнитного поля для четырехслойного разреза с промежуточным экраном.

1 — вспомогательные кривые сводной палетки с шифром $\mu_2 - \nu_2 - \mu_3$; 2 — искомая кривая; 3 — кривые палетки для конечных разносов; 4 — начало координат искомой кривой; 5 — опорная точка

Вычисляем необходимые данные:

$$\nu_2 = 1; \quad \mu_2 = 8, \quad H_{1\text{-}2} = 2; \quad \rho_{l_{1\text{-}2}} = 10{,}7;$$

$$\nu_3' = \frac{h_3}{h_1 + h_2} = 1; \quad \mu_3' = \frac{\rho_3}{\rho_{l_{1\text{-}2}}} = \frac{1}{7}; \quad S_{1\text{-}3} = 1{,}52;$$

$$\sqrt{2\pi t_1} = 1{,}03; \quad \sqrt{2\pi t_2} = 1{,}55; \quad \sqrt{2\pi t_S} = 3{,}02; \quad \sqrt{2\pi t_H} = 5{,}62.$$

На бланке строим опорную сеть, состоящую из начала координат $(\sqrt{2\pi t_1}, \rho_1)$ опорной точки $(\sqrt{2\pi t_2}, \rho_{l_{1-2}})$, линий S_{1-3} и H_{1-2}.

Дополнительно проводим две горизонтальные прямые с ординатами $\rho_\tau = r/S_{1-3} = 13{,}15$ и $\rho_\tau = \rho_{l_{1-3}} = 2{,}67$.

Первую часть — кривую типа К получим с помощью палетки ρ_τ—Q—K—1/8. Вторую часть — кривую типа Н — по палетке ρ_τ—H—A—1 (рис. 26). Правую ветвь для заданного разноса $r/H = 5$ построим с помощью палетки поздней стадии и номограммы минимумов (Матвеев, 1966). Результаты построения желательно проконтролировать по трехслойным палеткам.

Аналогично получают кривые для многослойных разрезов, подстилаемых непроводящим основанием. Если в разрезе имеется промежуточный экран, то в соответствии с правилом эквивалентности по H, не изменяя его мощности, уменьшаем сопротивление до 32 единиц и строим кривую в обычном порядке. На рис. 27 показан пример построения кривой ЗСМ для четырехслойного разреза, имеющего следующие параметры: $h_1 = 1$, $h_2 = 0{,}5$; $h_3 = 2$; $\rho_1 = 10$; $\rho_2 = \infty$; $\rho_3 = 1$; $\rho_4 = \infty$; $r/H = 6$.

Методика графического получения многослойных кривых становления поля аналогична описанной выше. В каждом отдельном случае на бланк наносится опорная сеть, состоящая из стольких линий H и S, сколько трехслойных элементов содержит заданная кривая. При построении волновой ее части операции многократно повторяются и только последняя, завершающая операция — построение правой ветви для заданного разноса — выполняется один раз. При некотором навыке четырех- и пятислойная кривая может быть получена за 10÷20 мин с погрешностью до 7%.

§ 17. ПОСТРОЕНИЕ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ ДЛЯ БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ

Для кривых ЗСБЗ сводные палетки пока не составлены. Основная трудность здесь заключается в том, что характер поведения левых ветвей кривых зондирования зависит не только от параметров среды, но и от разноса. Поэтому при построении трехслойной кривой ЗСБЗ ее левую и правую ветви вычерчивают с помощью двухслойных палеток, а среднюю часть находят путем интерполяции (Рабинович, 1972). Операции выполняют в следующем порядке.

В точку билогарифмического бланка с координатами $x_1 = \sqrt{2\pi t_1} = 10h_1/\sqrt{10\rho_1}$; $y_1 = \rho_1$ помещают крест соответствующей двухслойной палетки и на бланке вычерчивают кривую с модулем $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$ для разноса r/h_1, которая является левой ветвью искомой кривой.

По формулам или таблицам вычисляют параметры слоя, эквивалентного первым двум, и определяют координаты второй характерной точки $x_2 = \sqrt{2\pi t_2} = 10h_{экв}/\sqrt{10\rho_{экв}}$; $y_2 = \rho_{экв}$.

В точку с координатами x_2, y_2 помещают крест двухслойной палетки и на бланке вычерчивают кривую с модулем $\mu_3' = \rho_3/\rho_{экв}$ для разноса $r/h_{экв}$, которую принимают за правую ветвь искомой кривой.

Обе ветви соединяют приближенно с помощью наиболее близкой эквивалентной трехслойной кривой (см. рис. 28—29). Для контроля за поведением восходящей ветви кривой типа Н или А используют линию S. Линия S наклонена к оси абсцисс под углом 63°26′ и пересекает горизонтальную ось бланка с отметкой $\rho_\tau = 1$ в точке с абсциссой $\sqrt{2\pi t_S} = S/189{,}3$. Правая нисходящая ветвь кривых типа К и Q в предельном случае, когда $\rho_n \to 0$ и $r/h_1 \to 0$ стремится к асимптоте, наклоненной к оси абсцисс под углом около 70°, и пересекает горизонтальную единичную ось бланка в точке с абсциссой $\sqrt{2\pi t_H} \approx$ $\approx H/150$.

При определении координат характерной точки (x_2, y_2) руководствуются принципом эквивалентности: для кривых типа Н и А должно выполняться условие постоянства продольной проводимости, а для кривых типа К и Q — постоянство мощности слоев. Эквивалентные параметры находят (Рабинович, 1972) следующими способами.

1. Общий способ для всех типов разрезов — $h_{экв} = H = \sum h_i$; $\rho_{экв} = \rho_l = \sum h_i / \sum S_i$.

Отсюда

$$x_2 = \sqrt{2\pi t_2} = \frac{10H}{\sqrt{10\rho_l}}; \quad y_2 = \rho_l. \tag{127}$$

2. Частные способы:

а) разрезы типа Н и А — $h_{экв} = S\rho_{экв}$; $\rho_{экв} = \rho_l \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_2}}$.

Отсюда

$$x_2 = \sqrt{2\pi t_2} = \frac{10H}{\sqrt{10\sqrt{\rho_l \rho_2}}}; \tag{128}$$

б) разрезы типа Q и К — $h_{экв} = H$; $\rho_{экв} = \rho_1 \rho^*$.

Отсюда

$$x_2 = \sqrt{2\pi t_2} = \frac{10H}{\sqrt{10\rho_1\rho^*}}; \quad y_2 = \rho_1\rho^*, \tag{129}$$

где ρ^* — некоторые множители, найденные экспериментально. Их величины даны в табл. 1 и 2. Следует отметить, что в случае разрезов

Таблица 1

Значения ρ^* для разрезов типа Q

μ_2	ν_2				
	0,5	1	2	4	6
1/2	0,900	0,770	0,660	0,620	0,600
1/4	0,750	0,525	0,400	0,340	0,320
1/8	0,560	0,350	0,250	0,185	0,170
1/16	0,360	0,200	0,125	0,095	0,082

Таблица 2

Значения ρ^* для разрезов типа К

μ_2	$\rho_3=\rho_1$, ν_2 = 0,5	1	2	4	6	$\rho_3=10^{-4}\rho_1$, ν_2 = 0,5	1	2	4	6
2	1,27	1,38	1,55	1,74	1,90	1,0	1,08	1,22	1,41	1,60
4	1,30	1,50	1,78	2,25	2,53	1,0	1,10	1,36	1,82	2,20
8	1,31	1,58	2,10	2,19	3,50	1,0	1,14	1,42	2,10	—
16	1,33	1,66	2,28	3,30	4,20	1,0	1,15	1,53	2,30	—
—	1,38	1,75	2,40	3,45	4,50	1,0	1,15	1,53	2,30	—

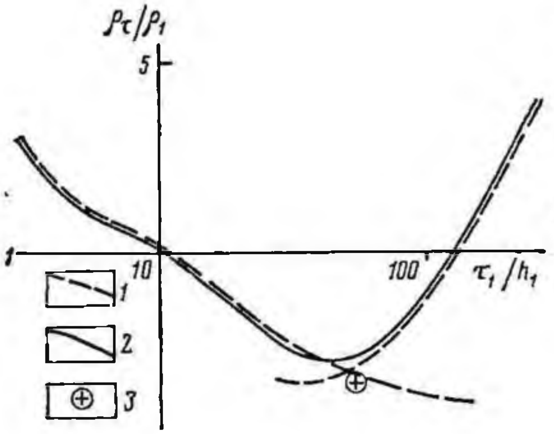


Рис. 28. Пример графического построения кривой становления поля типа Н для ближней зоны (по Б. И. Рабиновичу).

1 — вспомогательные кривые двухслойной палетки; 2 — графически построенная кривая; 3 — опорная точка

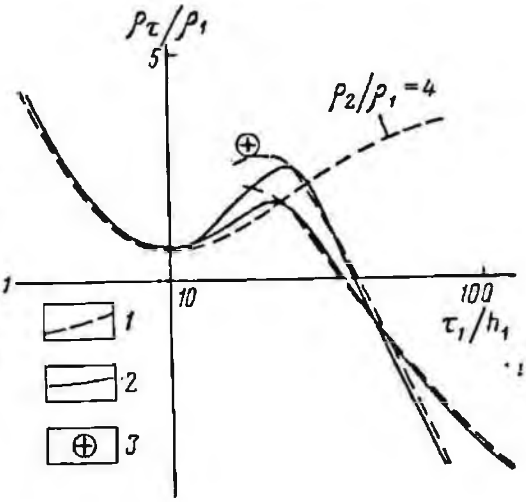


Рис. 29. Пример графического построения кривых становления поля типа К для ближней зоны (по Б. И. Рабиновичу).

Условные обозначения те же, что и на рис. 28

типа К эти множители зависят от удельного сопротивления третьего слоя. В табл. 2 приведены величины ρ^* для двух случаев: $\rho_3 = \rho_1$ и $\rho_3 = 10^{-4}\rho_1$. Промежуточные значения находят путем интерполяции.

При построении многослойных кривых все операции повторяются многократно. При этом совокупность предыдущих слоев заменяют одним эквивалентным с параметрами $h_{экв}$, $\rho_{экв}$, рассчитанным по приведенным выше формулам и таблицам. Каждую последующую ветвь находят для параметра $r/h_{экв}$. Места сочленений контролируют с помощью трехслойных теоретических кривых.

Примеры построения кривых типа Н и К показаны на рис. 28 и 29. В первом случае (рис. 28) заданы следующие параметры среды: $h_1 = 1$; $h_2 = 2$; $\rho_1 = 1$; $\rho_2 = 1/4$; $\rho_3 = \infty$; $r/h_1 = 1$. Координаты второй опорной точки найдены двумя способами: по формулам (127) и (128). Расхождения не превышают 5%. При построении первым способом возникает некоторая неопределенность на участке минимума.

Кривая типа К построена для следующего разреза: $h_1 = 1$; $h_2 = 2$; $\rho_1 = 1$; $\rho_2 = 4$; $\rho_3 = 10^{-1}$ и 10^{-2}; $r/h_1 = 1{,}41$ (что соответствует $r/H = 0{,}47$). На рис. 29 видно, что наиболее сложным участком является область максимума. Чем меньше сопротивления опорного слоя, тем лучше сочленение обеих ветвей.

ГЛАВА III

КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЗОНДИРОВАНИЯ

Качественная интерпретация — один из первых и важных этапов геофизической обработки результатов зондирования. Под этим термином обычно понимают предварительное истолкование полевых материалов, включающее в себя «живое созерцание» и анализ кривых зондирования, построение различных разрезов, графиков и карт, раскрывающих общее, качественное представление о геоэлектрическом разрезе в целом как в плане, так и по вертикали. Интерпретационными параметрами служат непосредствено данные полевых измерений: компоненты поля, импедансы, разносы, время наблюдения, период вариаций, кажущиеся сопротивления и их производные, а также некоторые параметры, определяемые по асимптотическим ветвям кривых зондирования, например, суммарная продольная проводимость, поперечное сопротивление, среднее удельное сопротивление опорного слоя и др.

Качественные карты и разрезы помогают осмыслить в общем характер изменения электрических свойств разреза, выявить отдельные неоднородности и оценить условия залегания искомого объекта.

По графикам изменения характерных параметров и вспомогательным номограммам удается составить представление о поляризации поля и его особенностях, связанных с горизонтальной неоднородностью среды, и на этой основе наметить участки, где возможна количественная интерпретация общепринятыми методами.

При решении ряда поисково-разведочных задач, например, геологическом картировании, поисках рудных тел, изучении водоносных горизонтов и инженерно-геологических изысканиях по результатам качественной интерпретации можно получить необходимую, а иногда и вполне достаточную информацию об изучаемых объектах.

В настоящее время применяют много различных способов качественной интерпретации. Для того чтобы правил[illegible] пользоваться ими, необходимо познакомиться с сущностью кач[illegible] метров.

§ 18. ЭФФЕКТИВНАЯ ГЛУБИНА ЗОНДИРОВАНИЯ

Основной целью электромагнитного зондирования является получение информации об изменении удельных сопротивлений по вертикали, т. е. изучение геоэлектрического разреза. Поэтому очень важным представляется вопрос о глубинности исследования или, точнее, об эффективной глубине зондирования. Этим термином будем называть суммарную мощность пород, пронизанных электрическим током и активно действующих на результаты измерения.

В современных модификациях электромагнитного зондирования глубина проникновения тока контролируется величиной действующего расстояния: разноса r, длины волны λ или параметра становления поля τ. С увеличением действующего расстояния возрастает плотность тока в глубоких горизонтах и повышается глубинность исследования. В общем виде распределение поля внутри среды описывается сложной функцией, зависящей от вида установки, действующего расстояния и электрических свойств разреза. В случае однородного полупространства зависимость относительной напряженности электрического поля от действующего расстояния выражается простыми формулами. Например, для ВЭЗ

$$\frac{E_z}{E_0}=\left(1+\frac{z^2}{r^2}\right)^{-3/2}, \tag{130}$$

для ЧЗ и ЗС в волновой зоне (Ваньян, 1965), соответственно,

$$\frac{E_z}{E_0}=e^{-2\pi(z/\lambda_1)}; \quad \frac{E_z}{E_0}=1-\Phi\left(\frac{2\pi}{\sqrt{2}}\cdot\frac{z}{\tau_1}\right), \tag{131}$$

где E_z и E_0 — напряженность электрического поля на глубине z и при $z=0$; $r=AB/2$ — разнос; $\lambda_1=\sqrt{10^7T\rho_1}$ — длина волны; $\tau_1=\sqrt{10^7 2\pi t\rho_1}$ — параметр становления; $\Phi(x)=(2/\sqrt{\pi})\int\limits_0^x e^{-t^2}dt$ — интеграл ошибок.

Если пренебречь токами смещения в среде, то, согласно закону Ома

$$\frac{j_z}{j_0}=\frac{E_z}{E_0}.$$

На рис. 30 показаны графики затухания электрического поля в однородном полупространстве для различных модификаций зондирования. При измерениях с обычными установками (в методах ВЭЗ, ДЭЗ, МТЗ, ЗС) электрическое поле распределяется в верхней толще разреза, начиная от поверхности Земли до какой-то условной предельной границы (в индуктивной электроразведке эту толщу называют «скин-слоем»). В дифференциальных установках (в методах вычитания полей, дифференциального ЗС) электрический ток концентрируется в пределах узко локализованного эффективного слоя, по крайней мере при малых действующих расстояниях.

Пользуясь приведенными формулами, найдем эффективную глубину зондирования в однородном полупространстве. За подошву эффективного слоя целесообразно принять границу резкого изменения градиента плотности тока. Можно полагать, что суммарное влияние токов, текущих ниже этой границы будет оказывать весьма малое действие на формирование электрического или магнитного полей вблизи поверхности полупространства. Найдем вторую производную от выражения (130) и приравняем ее нулю:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{E_z}{E_0}\right) = 3r^2\frac{4z^2-r^2}{(r^2+z^2)^{7/2}} = 0.$$

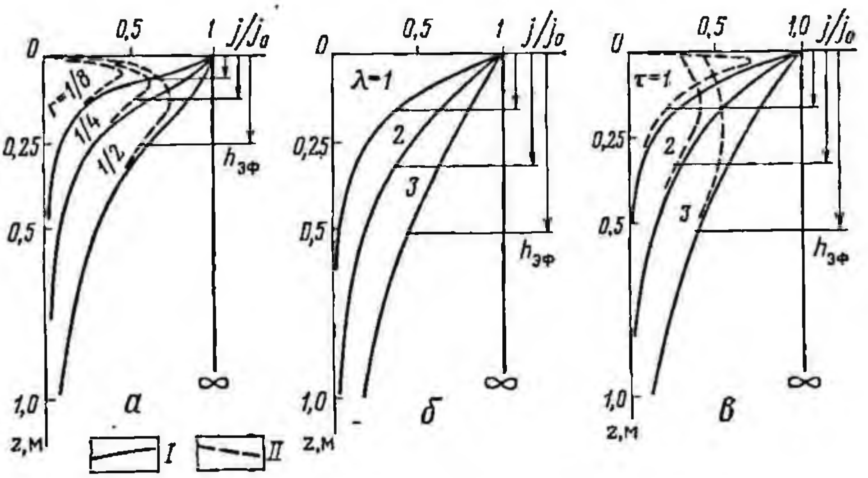


Рис. 30. Графики затухания электрического поля в однородном полупространстве для различных модификаций электромагнитного зондирования:

а — ВЭЗ и метод вычитания полей, *б* — ЧЗ, *в* — метод становления поля и его дифференциальные варианты (в том числе ЗСБЗ); *I* — графики изменения плотности тока для различных действующих расстояний (r, λ, τ) для методов ВЭЗ, ЧЗ, ЗС; *II* — то же, для дифференциальных методов вычитания полей и ЗСБЗ

Отсюда

$$z_{эф} = \frac{r}{2} = \frac{1}{4}AB. \qquad (132)$$

Эффективная глубина электрического зондирования в однородном полупространстве равна одной четверти разноса AB. При этом стационарное электрическое поле убывает почти в 1,5 раза.

Мощность «скин-слоя» при нестационарном зондировании найдем из уравнения (131). Резкое уменьшение плотности вихревого тока происходит при $\Phi'''(x) = 0$, где $x = 2\pi z/\sqrt{2}\tau_1$. Третья производная интеграла ошибок равна нулю при $x = \sqrt{2^{-1}}$ (Янке, Эмде, Леш, 1964). Отсюда

$$z_{эф} = \frac{\tau_1}{2\pi} = \frac{\sqrt{10^7}}{2\pi}\sqrt{2\pi t\rho_1}. \qquad (133)$$

У подошвы «скин-слоя» электрическое поле убывает более, чем в 3 раза.

$$\frac{E_z}{E_0}=1-\Phi\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\approx 0{,}315.$$

При частотном зондировании полагают, что у нижней границы эффективного слоя амплитуды поля убывают вследствие поглощения в е раз.

$$\frac{E_z}{E_0}=e^{-2\pi(z/\lambda_1)}=\frac{1}{e}\approx 0{,}368.$$

Отсюда

$$z_{эф}=\frac{\lambda_1}{2\pi}=\frac{\sqrt{10^7}}{2\pi}\sqrt{T\rho_1}. \tag{134}$$

Некоторые авторы (Niblett, Sayn-Wittgenstein, 1960) полагают, что у подошвы «скин-слоя» амплитуды гармонического поля убывают не в е раз, а только в 2 раза. В таком случае глубина проникновения поля будет несколько меньше, а именно

$$z_{эф}\approx\lambda_1/(2\pi\sqrt{2})=(\sqrt{10^7}/2\pi\sqrt{2})\sqrt{T\rho_1}. \tag{135}$$

Последнее предположение также не лишено оснований, особенно в том случае, когда удельное сопротивление убывает с глубиной.

§ 19. ЭФФЕКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СЛОИСТОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

При качественной интерпретации многослойный разрез обычно аппроксимируют двухслойным с эффективной мощностью $h_{эф}$ и эффективным удельным сопротивлением $\rho_{эф}$. Эти параметры характеризуют обобщенные свойства среды при фиксированном действующем расстоянии. Величина $h_{эф}$ пропорциональна действующему расстоянию и численно равна эффективной глубине зондирования. Поэтому можно записать

$$h_{эф}=\begin{cases}\alpha_k r;\\ \alpha_\tau \tau_{эф};\\ \alpha_\omega \lambda_{эф},\end{cases} \tag{136}$$

где $\alpha_к$, α_τ, α_ω — коэффициенты пропорциональности, зависящие в общем случае от электрических свойств разреза и действующего расстояния. Для однородного полупространства они постоянны.

Согласно выражениям (132)—(135)

$$\alpha_к\leqslant 1/2;\quad \alpha_\tau\leqslant 1/2\pi;\quad \alpha_\omega\leqslant 1/2\pi.$$

Воспользуемся формулами для двухслойной среды (Заборовский, 1963; Ваньян, 1965) и найдем связь кажущегося сопротивления с эффективными параметрами среды.

$$\rho_к=\rho_1\left\{1+2\sum_{n=1}^{\infty}q_{1,2}^n\left[1+\left(\frac{2nh_1}{r}\right)^2\right]^{-3/2}\right\};$$

$$\rho_\tau = \rho_1 \left\{ 1 + 4 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} n Q_{1,2}^n \left[1 - \Phi \left(\frac{4\pi n h_1}{\tau_1} \right) \right] \right\};$$

$$\rho_\omega = \rho_1 \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} Q_{1,2}^n e^{-4\pi n (h_1/\lambda_1)(1-i)} \right\},$$

где

$$q_{1,2} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}; \quad Q_{1,2} = \frac{\sqrt{\rho_2} - \sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2} + \sqrt{\rho_1}}.$$

Пренебрегая током, текущим ниже подошвы эффективного слоя, т. е. полагая, что $q_{1,2} = 1$ и $Q_{1,2} = 1$, и заменяя параметры h_1 и ρ_1 их эффективными аналогами, запишем последние формулы в таком виде:

$$\rho_к = \rho_{эф} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} [1 + (2n\alpha_к)^2]^{-3/2} \right\};$$

$$\rho_\tau = \rho_{эф} \left\{ 1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} n [1 - \Phi(4\pi n \alpha_\tau)] \right\};$$

$$\rho_\omega = \rho_{эф} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-4\pi n \alpha_\omega (1-i)} \right\}.$$

Можно показать, что

$$\lim_{N \to \infty} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{N} [1 + (2n\alpha_к)]^{-3/2} \right\} \approx \frac{1}{\alpha_к}.$$

Это легко проверить простой подстановкой, задавая $\alpha_к$ числовые значения. В последних двух формулах (для ρ_τ и ρ_ω) суммы очень малы по сравнению с единицей.

Следовательно,

$$\rho_к = (1/\alpha_к)\, \rho_{эф}; \quad \rho_\tau = \rho_{эф}; \quad |\rho_\omega| = \rho_{эф}.$$

Как известно, на поверхности однородного анизотропного горизонтально-слоистого полупространства кажущиеся сопротивления пропорциональны среднему продольному удельному сопротивлению.

$$\rho_к = \Lambda \rho_l; \quad \rho_\tau = \rho_l; \quad |\rho_\omega| = \rho_l.$$

Сравнивая последние выражения, можно заметить, что эффективные сопротивления соответствуют средним продольным сопротивлениям, а параметр $\alpha_к$ обратно пропорционален общему коэффициенту анизотропии Λ.

Из формул (132)—(136) найдем выражения для эффективных мощностей:

для ВЭЗ

$$h_{эф} = \alpha_к r; \tag{137}$$

для ЗС

$$h_{эф} = \alpha_\tau \sqrt{10^7 2\pi t \rho_{эф}} = \alpha'_\tau \sqrt{2\pi t \rho_\tau}; \qquad (138)$$

для ЧЗ

$$h_{эф} = \alpha_\omega \sqrt{10^7 T \rho_{эф}} = \alpha'_\omega \sqrt{T\, |\rho_\omega|}. \qquad (139)$$

Рассмотрим значения кажущейся проводимости, понимая под этим термином суммарную продольную проводимость эффективного слоя (Бурснан, 1972; Матвеев, 1961) или «скин-слоя».

$$S_к = \frac{h_{эф}}{\rho_{эф}} = \frac{\alpha_к r}{\alpha_к \rho_к} = \frac{r}{\rho_к}; \qquad (140)$$

$$S_\tau = \frac{h_{эф}}{\rho_{эф}} = \frac{\alpha'_\tau \sqrt{2\pi t \rho_\tau}}{\rho_\tau} = \alpha'_\tau \frac{\sqrt{2\pi t}}{\sqrt{\rho_\tau}}; \qquad (141)$$

$$S_\omega = \frac{h_{эф}}{\rho_{эф}} = \frac{\alpha'_\omega \sqrt{T\, |\rho_\omega|}}{|\rho_\omega|} = \alpha'_\omega \frac{\sqrt{T}}{\sqrt{|\rho_\omega|}} \qquad (142)$$

Формулы (138)—(142) можно получить также из асимптотики кажущихся сопротивлений (см. раздел 5, формулы (77)—(81).

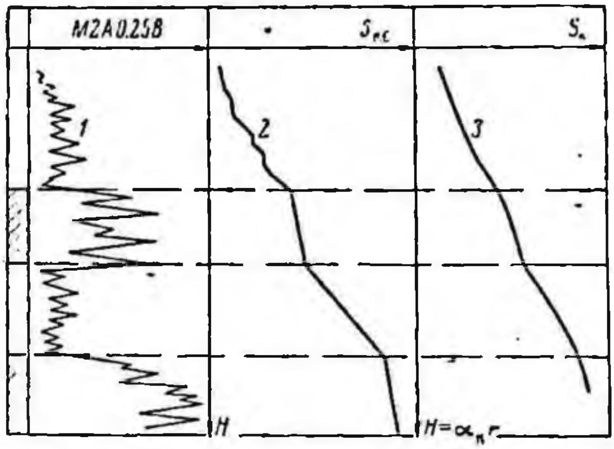


Рис. 31. Графики изменения продольной проводимости в зависимости от глубины для четырехслойного разреза типа КН.

Кривые: 1 — электрического каротажа, 2 — продольной проводимости по данным каротажа, 3 — кажущейся проводимости по данным ВЭЗ

Коэффициенты α' в формулах (141), (142) меняются по всей вероятности в широких пределах. Согласно (133)—(136)

$$\sqrt{10^7}/2\pi\sqrt{2} \leqslant \alpha'_{\tau,\,\omega} \leqslant \sqrt{10^7}/2\pi.$$

При этом максимальное значение α'_T при МТЗ равно 356, а при нестационарном зондировании в ближней зоне $\alpha'_\tau \leqslant 189$ (см. § 5).

На рис. 31 показаны кривые изменения кажущейся проводимости для четырехслойного разреза типа КН. Коэффициенты подобраны по данным каротажа. На кривой $S_к$ сравнительно четко отмечаются границы пластов.

Введем понятие об эффективном дифференциальном сопротивлении. Под этим термином будем понимать среднее удельное сопротивление промежуточной толщи пород с малой мощностью $\Delta h = h_{эф_2} - h_{эф_1}$. Пусть эта разность получена для двух соседних действующих расстояний, отличающихся на достаточно малую величину, так что $\alpha_к \approx \text{const}$ и $\alpha'_{\tau,\omega} \approx \text{const}$. В таком случае дифференциальные сопротивления найдем следующим образом:

$$\rho_{\Delta к} = \frac{h_{эф_2} - h_{эф_1}}{S_{к_2} - S_{к_1}} = \frac{\alpha_к (r_2 - r_1)}{\frac{r_2}{\rho_{к_2}} - \frac{r_1}{\rho_{к_1}}} = \alpha_к \frac{\Delta r}{\Delta S_к}; \tag{143}$$

$$\rho_{\Delta \tau} = \frac{\sqrt{2\pi t_2 \rho_{\tau_2}} - \sqrt{2\pi t_1 \rho_{\tau_1}}}{\frac{\sqrt{2\pi t_2}}{\sqrt{\rho_{\tau_2}}} - \frac{\sqrt{2\pi t_1}}{\sqrt{\rho_{\tau_1}}}} = \frac{\Delta \tau}{\Delta S_\tau}; \tag{144}$$

$$\rho_{\Delta \omega} = \frac{\sqrt{T_2 |\rho_\omega|_2} - \sqrt{T_1 |\rho_\omega|_1}}{\frac{\sqrt{T_2}}{\sqrt{|\rho_\omega|_2}} - \frac{\sqrt{T_1}}{\sqrt{|\rho_\omega|_1}}} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta S_\omega}. \tag{145}$$

При импедансных измерениях, например при МТЗ, дифференциальное сопротивление можно вычислить непосредственно по двум соседним значениям модуля импеданса Z_1 и Z_2

$$\rho_{\Delta T} = 0{,}2 |Z_1| |Z_2| \frac{T_2 |Z_2| - T_1 |Z_1|}{|Z_1| - |Z_2|}. \tag{146}$$

Как показали Б. И. Рабинович для ВЭЗ и Г. А. Исаев для ЗС, графики изменения дифференциальных сопротивлений в логарифмическом масштабе более четко отражают геоэлектрический разрез, чем кривые кажущегося сопротивления. С уменьшением Δh или интервала между соседними действующими расстояниями дифференциальные сопротивления будут стремиться к истинным средним продольным удельным сопротивлениям на дискретных глубинах. На графиках, построенных в арифметическом масштабе, отчетливо проявляется регулярная часть, отражающая геоэлектрический разрез и помехи, связанные с ошибками измерений и вычислений.

Способ вычисления эффективных проводимостей был предложен еще в 1932 г. А. А. Петровским (Бурсиан, 1972). Согласно А. А. Петровскому, величину эффективной проводимости $\sigma_{эф} = 1/\rho_к$ для заданного разноса r можно приближенно представить как среднее арифметическое «истинных» (вероятно, средних геометрических) значений σ до некоторой глубины $z = \alpha_к r$.

$$\sigma_{эф} = \frac{1}{z} \int_0^z \sigma(h)\, dh.$$

Полагая $h = \alpha_к l$, где l — текущий разнос в интервале $0 \leqslant l \leqslant r$, и считая, что в этом интервале $\alpha_к \approx \text{const}$, получим:

$$\sigma_{эф} = \frac{1}{r} \int_0^r \sigma(\alpha_к l)\, dl$$

или

$$\sigma_{эф} r = \frac{r}{\rho_к} = \int_0^r \sigma(\alpha_к l)\, dl.$$

Дифференцируя левую и правую части по r, найдем истинное значение проводимости:

$$\frac{d(\sigma_{эф} r)}{dr} = \sigma(\alpha_к r) = \sigma(z). \tag{147}$$

В конечных приращениях, применяя наши обозначения, получим:

$$\Delta S_к / \Delta r = \sigma(\alpha_к r) = \sigma(z). \tag{148}$$

Сравнивая формулы (148) и (143), можно записать:

$$\sigma(z) = \alpha_к / \rho_{\Delta к}. \tag{149}$$

Если $\rho_{\Delta к}$ характеризует среднее продольное удельное сопротивление толщи пород мощностью Δh, то $\sigma(z)$ связано со средним геометрическим удельным сопротивлением этой толщи. Коэффициент $\alpha_к$, как мы отмечали ранее, вероятно, представляет собой обратную величину общей анизотропии и может быть найден только экспериментальным путем по результатам замеров вблизи скважин. Аналогичные формулы можно получить для МТЗ, ЧЗ и ЗС. Например,

$$\sigma(z) = 1/\rho_{\Delta T}; \quad \sigma(z) = 1/\rho_{\Delta \tau}. \tag{150}$$

При изучении нестационарного поля в ближней зоне В. А. Сидоров и В. В. Тикшаев (1969) предложили новый способ определения кажущейся проводимости слоистого разреза. Эффективную толщу пород для каждого момента времени они заменяют эквивалентной проводящей плоскостью с продольной проводимостью S, залегающей на глубине z от поверхности наблюдения (Шейнманн, 1947).

Кажущееся сопротивление для установки петля — петля согласно формуле (60) запишется в таком виде:

$$\rho_\tau = \frac{\mu_0}{4\pi t}\left(\frac{2\mu_0 M q}{5t\varepsilon}\right)^{2/3},$$

где $\varepsilon = qB_z$ — э. д. с., наводимая в приемной петле с общей площадью витков q; $M = Iq_M$ — произведение силы тока на суммарную площадь витков генераторной петли; t — время наблюдения.

Электродвижущую силу над проводящей плоскостью В. А. Сидоров и А. Д. Скурихин (1972) вычислили по методу изображений (Смайт, 1954):

$$\varepsilon_{пл} = -\frac{Mqm\,[9-24(m/r)^2]}{\pi S r^5\,[1+4(m/r)^2]^{7/2}},$$

где $m = z + t/\mu_0 S$ — параметр, имеющий размерность длины; S — продольная проводимость плоскости; r — разнос диполей.

Ограничиваясь областью малых разносов, или больших времен, можно записать:

$$\varepsilon_{\text{пл}} \approx \frac{3Mq}{16\pi S} m^{-4}. \tag{151}$$

Отсюда кажущееся сопротивление над плоскостью

$$\rho_\tau = k \frac{S^{2/3}}{t^{4/3}} m^{8/3}, \tag{152}$$

где

$$k = \left(\frac{4}{15}\right)^{2/3} \frac{\mu_0^{5/3}}{\pi^{1/3}}.$$

Для определения кажущейся проводимости в любой момент времени авторы используют параметр m, который находят с помощью отношения замеряемой э. д. с. и первой производной э. д. с. по времени. После дифференцирования выражения (151) по t составляют формулу для вычисления искомого параметра:

$$m = \left(\frac{3\mu_0 Mq}{64\pi} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{пл}}}{\varepsilon'_{\text{пл}}}\right)^{1/5}, \tag{153}$$

где $\varepsilon_{\text{пл}} = \partial\varepsilon_{\text{пл}}/\partial t$.

Подставив выражение (153) в формулу (151), находят:

$$S_\tau = \frac{16\pi^{1/5}}{3^{1/5}\mu_0^{4/5}(Mq)^{1/5}} \cdot \frac{\varepsilon^{4/5}}{(\varepsilon')^{4/5}}. \tag{154}$$

В работах В. А. Сидорова и В. В. Тикшаева (1969, 1970) подробно описана методика вычисления S_τ по отношению сигнала к его производной для различных типов установок.

Попытаемся дать оценку способу В. А. Сидорова с помощью формулы (152). Полагая $t \to \infty$, найдем выражение для асимптоты кажущегося сопротивления над плоскостью в поздней стадии:

$$\rho_\tau \approx kt/(\mu_0^{5/3} S^2), \tag{155}$$

Отсюда после несложных вычислений получим:

$$S = 189{,}3\,(\sqrt{2\pi t/\rho_\tau}). \tag{156}$$

Таким образом, в поздней стадии величина кажущейся проводимости совпадает с продольной проводимостью слоистой толщи, подстилаемой изолятором [см. формулы (156) и (94), (95)]. Теперь найдем S_τ по минимуму кривой кажущегося сопротивления. Следуя В. А. Сидорову и А. Д. Скурихину (1972), продифференцируем выражение (152) по t и первую производную приравняем нулю. После несложных операций получим координаты минимума:

$$t_{\min} = (5/3)\,\mu_0 Sz = 2{,}09 \cdot 10^{-6} Sz;$$

$$\rho_{\tau_{\min}} = \frac{(8/3)^{8/3} k}{(5/3)^{2/3} \mu_0^{5/3}} \cdot \frac{z}{S} = 1{,}65\,(z/S).$$

Отсюда

$$S \approx 355\,(\sqrt{2\pi t_{\min}}/\sqrt{\rho_{\tau_{\min}}}). \tag{157}$$

Проверка формулы (157) по теоретическим кривым из альбомов А. А. Кауфмана, Б. И. Курилло и Г. М. Морозовой и др. (1969—1972) показала, что ошибки вычисления колеблются в зависимости от характера разреза и величины разноса в пределах 2—20%. По формуле (157) получаются обычно заниженные значения проводимости. С увеличением разноса они стремятся к истинным значениям, а затем превосходят последние на 10—20%. Четкой закономерности установить не удается.

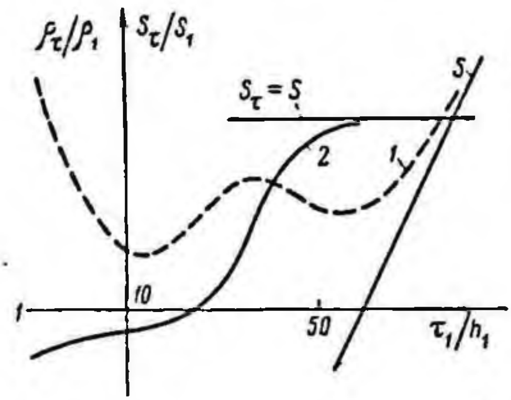


Рис. 32. Сопоставление кривых ρ_τ и S_τ для ближней зоны в случае четырехслойного разреза с промежуточным экраном (по Б. И. Рабиновичу).

$\mu_2 = \infty$; $\nu_2 = 4$; $\mu_3 = 1$; $\nu_3 = 4$; $\mu_4 = \infty$; $r/H = 0{,}25$. Кривые: *1* — кажущегося сопротивления (ЗСВЗ), *2* — кажущейся проводимости, рассчитанная по методике В. А. Сидорова

Вероятно асимптотические выражения (151)—(152), а следовательно, и формулы (153), (154) справедливы лишь для поздней стадии и установок с «нулевым» разносом типа петля в петле. При конечных, хотя и малых разносах, в случае $t \leqslant t_{\min}$ они дают грубое представление о процессе становления поля в слоистых средах. Кривые S_τ, построенные по методике В. А. Сидорова и В. В. Тикшаева (1970), отражают лишь качественно строение геоэлектрического разреза и при $t > t_{\min}$ асимптотически приближаются к истинному значению суммарной продольной проводимости. На рис. 32 показаны кривые ρ_τ и S_τ для четырехслойного разреза с относительно большой проводимостью и непроводящим экраном в его верхней части. Как и следовало ожидать, по первой «площадке» получено заниженное на 20% значение проводимости верхней толщи. Суммарная проводимость определяется вполне удовлетворительно.

Дать общую оценку применения всех эффективных параметров не представляется возможным. В ряде районов, судя по опубликованным работам, графики и качественные разрезы позволяют составить достаточно четкое представление о характере изменения электропроводности с глубиной.

§ 20. КАЧЕСТВЕННЫЕ РАЗРЕЗЫ

Одним из распространенных способов предварительной обработки полевых материалов является составление качественных разрезов кажущихся сопротивлений, кажущихся проводимостей, дифференциальных кажущихся сопротивлений, нормированных производных и др. Смысл построения качественных разрезов состоит в том, чтобы проследить за изменением геоэлектрических свойств вдоль профиля и на разных эффективных глубинах. С этой целью на горизонтальной прямой в заданном масштабе отмечают точки наблюдения, а по вертикали обычно в логарифмическом масштабе откладывают дискретные значения действующих расстояний (r, $\sqrt{T}$, $\sqrt{2\pi t}$) и для каждого из них записывают значения эффективных параметров. В поле этих чисел проводят изолинии с разумно выбранным сечением. Величины кажущихся проводимостей откладывают непосредственно по вертикальным радиусам методом дуг для фиксированных действующих расстояний, затем концы радиусов соединяют плавной линией, или проводят огибающую дуг (Матвеев, 1961).

Над горизонтальной прямой вычерчивают контуры рельефа земной поверхности для оценки возможных искажений. Интервалы между действующими расстояниями выбирают по возможности малыми и обязательно одинаковыми. В заданном масштабе они не должны превышать 5 мм. При детальном изучении разреза вертикальный масштаб целесообразно сделать арифметическим, чтобы привязать аномальные зоны к известным стратиграфическим горизонтам и определить коэффициенты $\alpha_к$, необходимые для оценки эффективной глубины зондирования.

Разрезы кажущихся сопротивлений показывают изменение эффективных удельных сопротивлений [1]. По характеру поведения изоом можно составить в благоприятных условиях довольно верное представление о геоэлектрическом разрезе и выделить локальные аномальные участки, отражающие поведение электрического поля около горизонтальных неоднородностей. На рис. 33 показана модель трехслойной среды с неровной поверхностью опорного горизонта ρ_3 и соответствующие ей четыре типа разрезов кажущихся сопротивлений. Поднятия и впадины сравнительно хорошо прослеживаются почти на всех разрезах, за исключением разреза типа А. В качестве другого примера на рис. 34 даны теоретические и экспериментальные разрезы для модели полупространства с шаровым включением (Саковцев, 1959) и локальными трехмерными объектами — карстовыми полостями Кунгурской ледяной пещеры (Матвеев, 1963б). Контуры проводящего шара отмечаются характерным сгущением изоом сверху и сбоку инородного тела. Внизу изолинии разомкнуты. Их замыкание, указывающее на ограниченные размеры неоднородности, происходит только в том случае, если ниже включения залегает сравнительно мощный пласт с удельным сопротивлением, резко отличающимся от удельного сопротивления инородного тела. Например, гроты Кунгурской карстовой пещеры, залегающие выше водоносного горизонта, отмечаются на разрезе замкнутой областью высоких сопротивлений (см. рис. 34, *б*). Несколько таких разрезов,

[1] В некоторых геофизических организациях разрезы кажущихся сопротивлений неправильно называют вертикальными картами сопротивлений. Карта — это чертеж типа «вид сверху» — план изолиний, а не разрез.

объединенных в блок-схему (рис. 35), позволяют составить объемное представление о расположении закарстованных зон в пространстве.

Разрезы кажущихся сопротивлений строят по данным всех видов электромагнитного зондирования. На них помимо локальных объектов отчетливо выделяются контакты, разломы, горсты, грабены и другие элементы

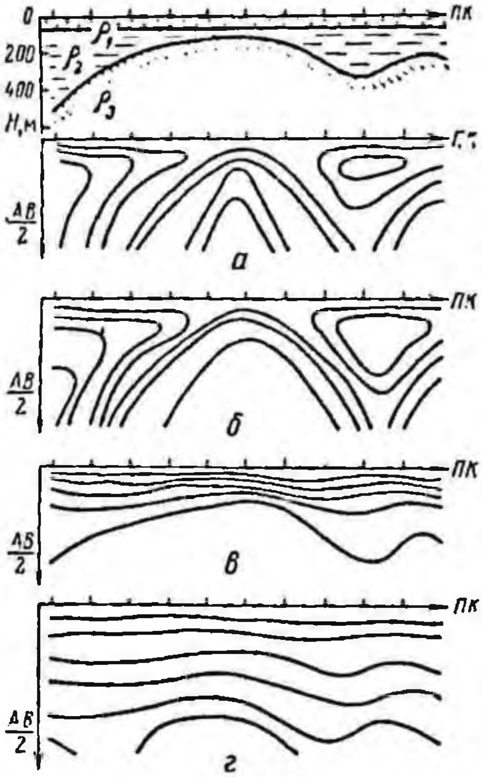


Рис. 33. Разрезы кажущихся сопротивлений по данным ВЭЗ для модели трехслойной среды.

а — типа Н, *б* — типа К, *в* — типа Q, *г* — типа А (по Е. Н. Каленову)

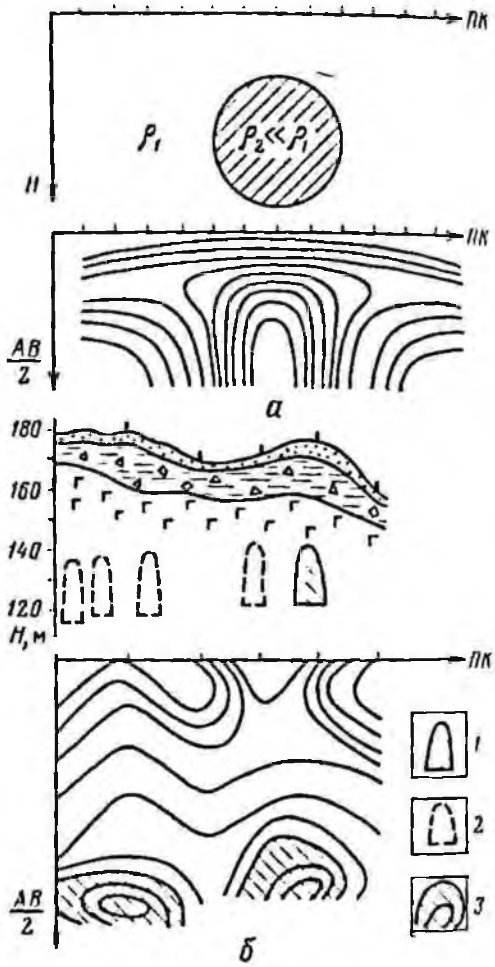


Рис. 34. Разрезы кажущихся сопротивлений по данным ВЭЗ для полупространства с локальными неоднородностями:

а — с проводящим шаром в однородной среде (по Г. П. Саковцеву), *б* — с карстовыми полостями в гипсах, залегающими выше водоносного горизонта (по Б. К. Матвееву); *1* — известный грот «Вышка»; *2* — предполагаемые полости; *3* — области сравнительно высоких сопротивлений

тектоники. При обработке результатов двухстороннего дипольного зондирования разрезы $\rho_к$ используют для построения приведенных кривых зондирования. Последние более удобны для количественной интерпретации по палеткам (Назаренко и др., 1957).

При структурных исследованиях часто составляют разрезы кажущихся проводимостей. Методика их построения предложена автором (Матвеев, 1961). Они рекомендуются главным образом для изучения многослойных сред типа А, Н, КН, АА и подобных им, содержащих пласты высокого сопротивления. Разрез (рис. 36)

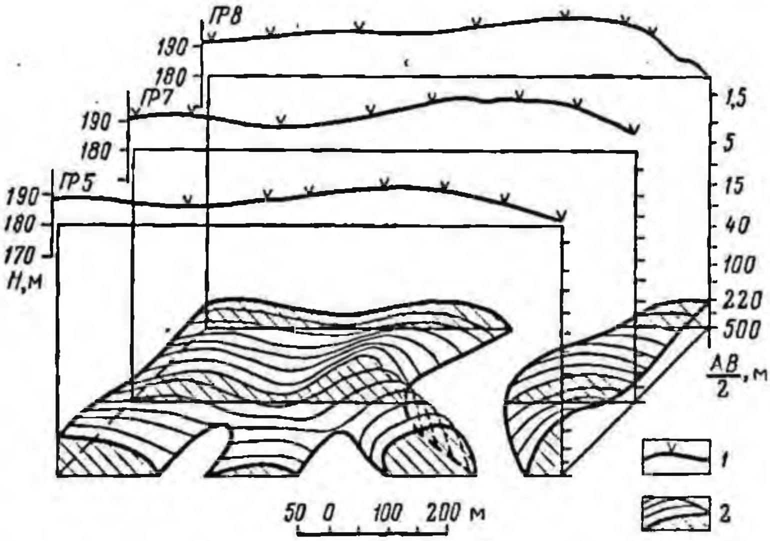


Рис. 35. Блок-схема распределения аномальных зон кажущегося сопротивления в районе Кунгурской ледяной пещеры.

1 — рельеф земной поверхности с точками наблюдения; 2 — рельеф аномальных зон

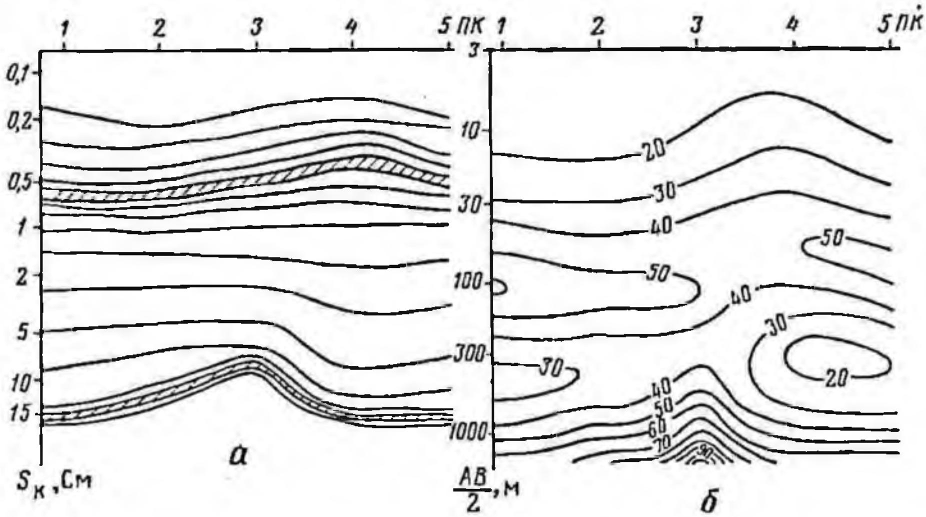


Рис. 36. Разрезы кажущейся проводимости (*а*) и кажущегося сопротивления (*б*) для четырехслойной среды типа КН.

Штриховкой показан опорный горизонт

представляет собой совокупность непересекающихся графиков вида $S_к = S\,(x,\ h_{эф} = \text{const})$, где x — координата точки наблюдения на профиле. При обработке электрических зондирований величины кажущейся проводимости $S_к = r/\rho_к$ откладывают по вертикальным радиусам вниз и проводят огибающую дуг для фиксированного разноса r. При обработке индукционных зондирований по вертикальным радиусам откладывают величины $\sqrt{T}/\sqrt{\rho_\omega}$ или $\sqrt{2\pi t}/\sqrt{\rho_т}$, пропорциональные кажущейся проводимости, и проводят огибающую для фиксированных значений $\sqrt{T\rho_\omega}$ и $\sqrt{2\pi t\rho_т}$, которые пропорциональны эффективной глубине зондирования. Фактически каждый график показывает изменение продольной проводимости эффективного слоя мощностью $h_{эф}$. Надо иметь в виду, что эффективный слой — понятие геоэлектрическое, а не структурное. Его мощность меняется плавно вдоль силовых линий и лишь в общем отражает поведение подземного рельефа. На разрезе кажущихся проводимостей сгущение графиков показывает положение пластов высокого сопротивления, а их разрежение свидетельствует о наличии хорошо проводящих пород (см. рис. 36, *а*). Опорный электрический горизонт отмечается наибольшим сгущением кривых. В предельном случае, когда опорный пласт имеет бесконечно большое сопротивление, графики накладываются один на другой. Пересечение графиков свидетельствует о резких горизонтальных неоднородностях среды.

Величину продольной проводимости до любого выделенного в разрезе горизонта определяют непосредственно по вертикали. При индукционном зондировании это значение умножают на соответствующие коэффициенты α' : для ЧЗ и ЗС $\alpha' = 503$, для МТЗ — 356, для ЗСБЗ — 189,3.

Глубину залегания до кровли пласта высокого сопротивления (суммарную мощность) можно вычислить приближенно по формуле $H = S\rho_{эф}$. Согласно выводам в предыдущем разделе эффективное сопротивление связано с кажущимся простыми соотношениями. В методе ВЭЗ эффективное сопротивление можно вычислить по формуле

$$\rho_{эф} = \frac{\sum \Delta h_{эф_i}}{\sum \Delta S_{к_i}}, \tag{158}$$

где i — порядковый номер разноса. Суммирование ведется до кровли выбранного опорного горизонта, отмечающегося на разрезе $S_к$ началом сгущения графиков.

Интерпретация разрезов кажущейся проводимости во многом сходна с интерпретацией временных разрезов в методе отраженных волн (МОВ). Эта аналогия вытекает из двух известных соотношений для электромагнитного зондирования и МОВ

$$H = S\rho_l; \quad H = (t_0/2)\, v_{ср},$$

где H — суммарная мощность пород до опорного (или отражающего) горизонта; t_0 — время прихода волн в пункт взрыва; $v_{ср}$ — средняя скорость распространения упругих волн в покрывающей толще; ρ_l — среднее продольное сопротивление той же толщи.

Известны тесные корреляционные связи между S и t_0, ρ_l и $v_{ср}$. Поэтому многие приемы интерпретации МОВ можно трансформировать для истолкования результатов электромагнитных зондирований. В частности, вычисление эффективных сопротивлений аналогично вычислению эффективных скоростей. Разумеется, плотность исходной информации в сейсморазведке примерно на два порядка выше, чем в электроразведке. Отсюда важное значение приобретает увеличение информативности материалов электромагнитного зондирования (сокращение интервалов между отдельными замерами и повышение плотности сети наблюдений).

Опыт сейсморазведки подсказывает также необходимость введения поправок за влияние верхней толщи. Неровности рельефа и поверхностные неоднородности могут существенно исказить картину поля на резрезе кажущихся проводимостей. Эти искажения можно частично ослабить следующими приемами. Во-первых, приведением результатов измерений к единой горизонтальной плоскости, которую выбирают ниже земной поверхности. В любой точке наблюдения из значений кажущихся проводимостей вычитают величину проводимости слоя, заключенного между условной плоскостью и поверхностью наблюдения. Параметры слоя определяют по левой ветви кривой зондирования. При индукционном зондировании используют результаты ВЭЗ и ДЭЗ.

Второй прием предусматривает регуляризацию графиков $S_к$, т. е. выделение той его регулярной части, которая соответствует поведению искомого опорного горизонта. С этой целью каждый график $S_к$ для фиксированного действующего расстояния аппроксимируют аналитической функцией (рядом Фурье, полиномами Чебышева и др.). Критерием правильности служит следующее соотношение:

$$\sum_{i=1}^{N} \left| S'_{к_i} - S_{к_i} \right|^2 + \sum_{i=1}^{N} \left| S_{к_i} - S^0_{к_i} \right|^2 = \min, \qquad (159)$$

где $S'_{к_i}$ — аналитическое выражение; $S_{к_i} = r_i/\rho_{к_i}$ — кажущаяся проводимость по данным наблюдений; $S^0_{к_i} = r^0_i/\rho^0_{к_i}$ — кажущаяся проводимость до опорного горизонта; N — число точек наблюдения на профиле.

При обработке материалов на ЭВМ можно использовать оба приема. Исправленные разрезы кажущихся проводимостей служат хорошей основой для последующей количественной интерпретации. В частности, с помощью этих разрезов легко определить приведенные значения кажущихся сопротивлений в любой точке профиля и построить регуляризированные кривые зондирования.

Одним из новых вариантов качественных построений являются р а з р е з ы   н о р м и р о в а н н ы х   п р о и з в о д н ы х, предложенные группой сотрудников Узбекского геофизического треста и Всесоюзного научно-исследовательского института геофизических методов разведки — ВНИИГеофизики по способу Н. Г. Зариповой, М. А. Киричек и др. (1971). В основу данной методики положено представление о том, что измеренное кажущееся сопротивление (ВЭЗ, ЧЗ, МТЗ, ЗС) содержит полезную информацию в виде суммы трех линейно связанных между собой компонентов: общего фона, обусловленного изменением сопротивления с глубиной, вертикальной и горизонтальной составляющих аномального поля, вызванных резкими отклонениями средних удельных сопротивлений от регулярного фона.

В соответствии с этими представлениями авторы предлагают после сглаживания исходных данных и исключения ошибок измерений вычислять фоновую составляющую — среднее значение кажущегося сопротивления для всего профиля и фиксированного значения действующего расстояния r_i.

$$\rho_{\text{к}_{\text{ср}}}(r_i)=\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n}\rho_{\text{к}_j}(r_i).$$

Здесь j — номер зондирования по профилю; i — порядковый номер разноса.

Средние арифметические $\rho_{\text{к}_{\text{ср}}}$ вычисляют для всех разносов. Они служат нормой. Затем находят отклонения от нормы

$$\Delta_{ij}=\rho_{\text{к}_j}(r_i)-\rho_{\text{к}_{\text{ср}}}(r_i);\quad \Delta_{j(i-1)}=\rho_{\text{к}_j}(r_{i-1})-\rho_{\text{к}_{\text{ср}}}(r_{i-1})$$

и относительное нормированное приращение кажущегося сопротивления на интервале $(r_{i-1},\ r_i)$

$$\delta(r_i)=\Delta_{ji}-\Delta_{j(i-1)}. \tag{160}$$

Величина $\delta(r_i)$ фактически представляет собой вертикальную производную нормированного кажущегося сопротивления на эффективной глубине, соответствующей данному разносу r_i. Производная может быть со знаком плюс или минус. Для графических построений удобнее пользоваться «полными» вертикальными производными

$$\delta'(r_i)=\delta(r_i)-\delta_{\min}, \tag{161}$$

где $\delta_{\min}$ — минимальное значение из всех вычисленных для данного разноса.

Кроме этого вычисляют разностное значение

$$\delta(r_i)=\delta(r_{i+1})-\delta(r_i). \tag{162}$$

В качестве примера на рис. 37 показано сопоставление разреза нормированных вертикальных производных (его строят так же, как и разрез кажущихся сопротивлений) с данными бурения. Изолинии повышенных и пониженных значений δ' вполне удовлетворительно совпадают с известными литологическими границами.

Если аномалии электрического поля вызваны локальными неоднородностями или имеются резкие вертикальные поверхности раздела (разломы и пр.), то рекомендуется вычислять нормированные горизонтальные производные

$$\begin{gathered}\delta(r_i,\ x_j)=\Delta_{ji}-\Delta_{(j-1)i};\\ \delta'(r_i,\ x_j)=\delta(r_i,\ x_{j+1})-\delta(r_i,\ x_j),\end{gathered} \tag{163}$$

где x_j — координата точки зондирования с номером j.

При анализе разрезов нормированных производных следует иметь в виду, что вычисление производных по данным полевых

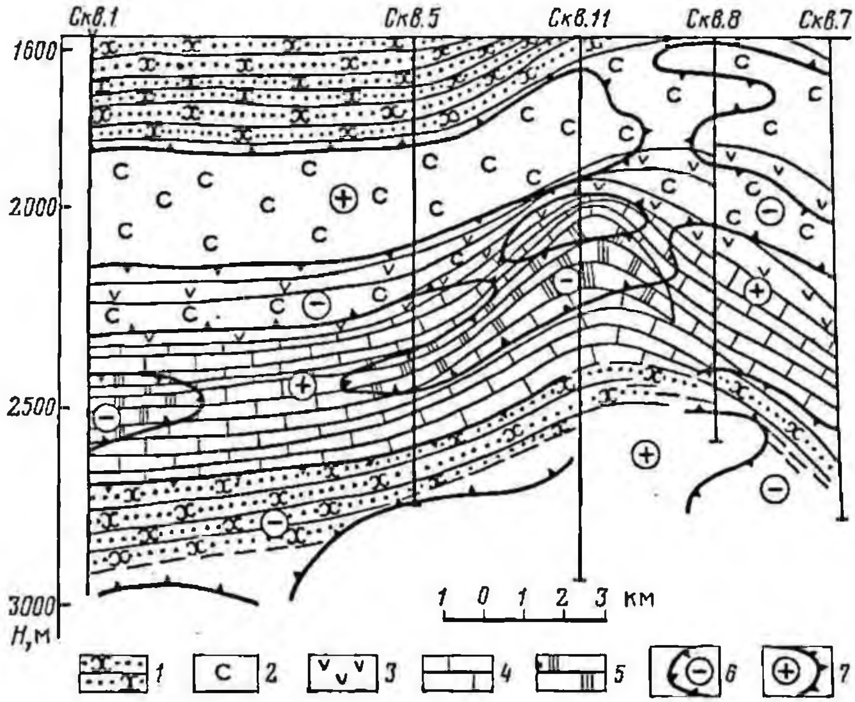


Рис. 37. Разрез «полных» нормированных производных, сопоставленный с данными бурения (по Н. Г. Зариповой, М. А. Киричек и др.).

1 — песчаники; 2 — соль; 3 — ангидриты; 4 — известняки; 5 — рифогенные известняки; 6 и 7 — области, соответственно, относительно низких и высоких сопротивлений

наблюдений — задача некорректная. Ошибки измерений и поверхностные неоднородности могут внести существенные и устойчивые по профилю искажения. Достоверные результаты можно получить лишь в том случае, если удастся регуляризировать исходные материалы. Выше было показано, что такая возможность принципиально существует.

В практике интерпретации используют также **р а з р е з ы д и ф ф е р е н ц и а л ь н ы х к а ж у щ и х с я с о п р о т и в л е н и й**. В частности, при обработке материалов ВЭЗ и ДЭЗ по предложению

Е. И. Ларионова[1] вычисляют несколько эффективных дифференциальных параметров:

$$\rho_{\Delta l}=\Delta r/\Delta S_{к}; \quad \rho_{\Delta t}=\Delta T/\Delta r;$$

$$\rho_{\Delta}=\sqrt{\rho_{\Delta l}\rho_{\Delta t}}; \quad \Lambda=\sqrt{\rho_{\Delta t}/\rho_{\Delta l}},$$

где

$$\Delta T_{к}=r_2\rho_{к_2}-r_1\rho_{к_1}.$$

При обработке индукционных зондирований интерес представляет только первый из них. Разрезы строят либо в виде изолиний (изоом), как обычно, либо в виде совокупности коррелируемых между собой кривых дифференциальных сопротивлений. Целесообразность построения тех или иных разрезов устанавливается опытным путем.

§ 21. КАЧЕСТВЕННЫЕ КАРТЫ

Для изучения геоэлектрической обстановки на всей исследованной площади составляют карты эффективных или интерпретационных параметров, а также карты типов кривых. Они помогают систематизировать материал в плане на имеющейся топографической основе. Числовые значения параметров: суммарную продольную проводимость S, среднее продольное сопротивление ρ_l, поперечное сопротивление T и др. находят либо непосредственно — по отдельным кривым зондирования, либо с помощью качественных разрезов, которые предварительно выравнивают и исправляют. Приемы определения обобщенных параметров среды описаны в гл. IV и V.

При структурных исследованиях наибольшее применение имеет **карта суммарной продольной проводимости**. Ее составляют во всех случаях, когда за опорный электрический горизонт принимают кровлю пород с относительно высоким сопротивлением. Продольная проводимость, определенная по результатам полевых наблюдений, — эффективный параметр. Он характеризует проводимость эффективной толщи пород, заключенной между неровной поверхностью наблюдения и опорным электрическим горизонтом. Причем последний представляет собой предельную нижнюю токовую поверхность и отнюдь не всегда совпадает с кровлей пласта высокого сопротивления. При резких нарушениях непрерывности среды, например, над краем горста или грабена, над узкими и глубокими эрозионными впадинами поверхность опорного горизонта изменяется монотонно и лишь условно соответствует поведению кровли изучаемого пласта. Таким образом, на картах S подземный рельеф отражается в сглаженной форме. Поднятия отличаются уменьшением S, а погружения опорного горизонта — увеличением. Локальные неоднородности типа экранирующих пропластков или фациального

[1] Ашхабадская геофизическая партия Туркменского геологического управления.

замещения пород вблизи опорного горизонта могут исказить общую картину и осложнить истолкование карты S.

Карта суммарной продольной проводимости в совокупности с картой средних продольных удельных сопротивлений служат основным материалом для количественных структурных построений.

При изучении промежуточных толщ часто пользуются дифференциальным значением $\Delta S = S - S_1$, где S_1 — проводимость пород, залегающих выше первого опорного горизонта. Кроме этого вычисляют относительные значения $\Delta S/S$ в процентах и другие производные величины.

Карты равных поперечных сопротивлений T, $\Delta T = T - T_1$ (или T_2) и $\Delta T/T$ (в процентах) составляют в том случае, когда предметом изучения являются пласты высокого сопротивления или подстилающий их хорошо проводящий горизонт. В методах электрических зондирований такие пласты могут быть непосредственным объектом исследования, например, при поисках пресных вод среди минерализованных, поисках галечников, изучении россыпных месторождений и вечной мерзлоты. При индукционных зондированиях поперечное сопротивление, как известно, не определяется. Однако данные ВЭЗ и ДЭЗ о промежуточных экранах помогают распознать причины искажений кривых зондирования и правильно выбрать методику интерпретации.

Результаты общего анализа кривых зондирования оформляют в виде карты типов кривых. Тип кривой устанавливается по ее форме, особенно правой ветви, которая отражает строение глубоких горизонтов. Левая ветвь от точки к точке может сильно меняться вследствие невыдержанной по сопротивлению верхней толщи геоэлектрического разреза. В благоприятных условиях по типу кривой электромагнитного зондирования можно определить число слоев, последовательность их залегания, наличие тех или иных искомых объектов. Например, по кривым ВЭЗ и ДЭЗ типа К и КН устанавливается наличие в разрезе высокоомных горизонтов, по кривой типа Q с крутой и пологой ниспадающими ветвями удается разделить минерализованные воды от слабо минерализованных, по кривым ЧЗ, МТЗ и ЗС типа Н выяснить присутствие в глубоких частях разреза проводящих рыхлых толщ, подстилаемых пластом относительно высокого сопротивления и т. п. Всякое существенное изменение геоэлектрических свойств, разреза, связанное, например, с выклиниванием пластов, фациальным замещением пород, переходом через контакт и т. п., в той или иной степени сказывается на форме кривой зондирования. Иными словами, тип кривой и его смена обусловлены геологическими причинами.

Однако карта типов кривых не всегда может быть истолкована однозначно. Во многих случаях смена типа происходит вследствие искажения кривой кажущегося сопротивления горизонтальными неоднородностями среды. К ним относятся: наклон слоев, контакты, поднятия и впадины с относительно крутыми склонами, локальные включения (рудные тела, карст), изменение минерализации подземных вод и др. Почти все методы зондирования за исключением ВЭЗ весьма чувствительны к изменению электрических свойств в горизонтальном направлении.

Следовательно, при истолковании карты типов необходимо учитывать обе причины: смену геоэлектрического разреза и влияние искажающих факторов. Карты типов редко включают в отчетные документы. Они обычно служат вспомогательным материалом при подготовке и отборе исходных данных для количественной интерпретации.

Карты равных кажущихся сопротивлений (изоом). Выше было показано, что кажущееся сопротивление пропорционально или соответствует среднему эффективному удельному сопротивлению толщи пород мощностью $h_{эф}$. Поэтому важным средством изучения этой толщи представляется карта равных кажущихся сопротивлений при фиксированной эффективной глубине зондирования ($r = \text{const}$ или $\sqrt{T|\rho_\omega|} = \text{const}$, $\sqrt{2\pi t\rho_\tau} = \text{const}$). Соответствующее действующее расстояние намечают непосредственно по кривым зондирования. Обычно кажущиеся сопротивления выбирают в наиболее характерной части кривой, отражающей поведение искомого объекта, например, опорного горизонта, локального включения, зоны глубинного разлома, карста, погребенного русла и др. Для выбора «горизонтального среза» целесообразно воспользоваться качественными разрезами.

На картах изоом объекты высокого сопротивления, в том числе и поднятия опорного горизонта, отмечаются вытянутыми или ограниченными по простиранию зонами относительно повышенных сопротивлений. Иногда составляют две или несколько карт изоом для разных эффективных глубин (разносов), чтобы восстановить картину распределения аномальных зон в пространстве.

Аналогично составляют карты равных абсцисс (r, $\sqrt{T}$, $\sqrt{2\pi t}$) при фиксированном кажущемся сопротивлении. Они позволяют ориентировочно судить об изменении эффективной мощности на исследованной площади.

Карты равных ординат и абсцисс экстремальных значений кажущегося сопротивления содержат больше информации, чем последние два варианта карт. Особенно ценные данные получают по координатам минимума кривой зондирования. Согласно многочисленным исследованиям (Каленов, 1957; Ваньян, 1966; Юдин, 1965; Завадская, 1964) ордината минимума тесно связана с величиной среднего продольного удельного сопротивления надопорной толщи пород (см. гл. V). Поэтому карта равных минимальных значений в какой-то мере отражает характер изменения этого важного для интерпретации параметра.

Ордината и абсцисса минимума чутко реагируют на изменение мощности проводящей толщи. С уменьшением мощности, например, над поднятием высокоомного горизонта наблюдается, как правило, уменьшение S, возрастание ординаты минимума и смещение его в сторону меньших абсцисс. Эта закономерность соблюдается для всех видов электромагнитного зондирования в условиях относительно пологих форм подземного рельефа. Однако надо иметь в виду и то обстоятельство, что координаты минимума (абсцисса несколько в меньшей степени) весьма чувствительны к искажениям поля в горизонтальном направлении. Вблизи границ с резкой сменой электрических свойств возникают сильные аномальные поля, которые вызывают существенные сдвиги кажущегося сопротивления по обеим осям координат (см. рис. 40, 41). Индукционные аномальные эффекты прослеживаются на большие расстояния. Без учета этих факторов невозможно правильно истолковать карты экстремальных значений.

Наряду с отдельными значениями при построении карт используют отношения максимума к минимуму, максимальной абсциссы к минимальной. Как показано в гл. V, эти отношения тесно связаны с суммарной мощностью проводящих отложений и в благоприятных условиях могут быть использованы непосредственно для интерпретации.

С этой же целью строят карты абсцисс точек пересечения линии S и касательной к правой восходящей ветви кривой ВЭЗ. При относительно большой мощности проводящих пород абсцисса точки пересечения численно равна глубине залегания опорного горизонта. Угол α наклона касательной к правой восходящей ветви кривой ВЭЗ используют для аналитического определения S и как параметр при составлении карты равных углов наклона (Каленов, 1957).

При обработке результатов двухсторонних зондирований (ДЭЗ, ЧЗ или ЗС) качественным показателем может служить расхождение «плюсовых» и «минусовых» кривых зондирования, которое представляется в векторной форме

$$\overrightarrow{\Delta\rho} = \frac{\rho_{+} - \rho_{-}}{\rho_{+} + \rho_{-}}.$$

Векторы $\overrightarrow{\Delta\rho}$ относятся к центру двухстороннего зондирования и откладываются по оси зондирования. Карту векторов строят для характерного действующего расстояния, при котором значения кажущегося сопротивления отражают поведение опорного горизонта (Бердичевский, Загармистр, 1958). Наибольшие расхождения наблюдаются на крыльях структур, наименьшие — над куполом или впадиной. Величина и знак вектора $\overrightarrow{\Delta\rho}$ свидетельствуют о направлении падения и крутизне склона.

За последние годы по предложению М. А. Киричек электроразведчики часто применяют способ выделения электрических неоднородностей. При обработке материалов зондирования кажущееся сопротивление представляют в виде суммы нормального и аномального значений

$$\rho_{к} = \rho_{к_{н}} + \Delta\rho_{к},$$

где $\Delta\rho_к$ — аномальный эффект неоднородности; $\rho_{к_н}$ — нормальное значение кажущегося сопротивления («фон»), которое определяют либо по данным моделирования (физического, математического или путем графических построений эталонных кривых) с учетом всех известных геолого-геофизических факторов, либо по наблюденным значениям как среднее арифметическое вдоль профиля или на участке площади. В частности, вычисляют нормированные производные (см. § 20), которые используют для построения не только разрезов, но и качественных карт. Простейшая из них — **карта равных аномальных приращений** $\Delta\rho_к$. Она может служить основой для выделения искомых объектов и районирования участков с сильно искаженными кривыми зондирования.

При обработке результатов площадной съемки методом ВЭЗ особенно в сложных геоэлектрических районах важным качественным показателем служит расхождение кажущихся сопротивлений при переходе от меньшей измерительной линии MN к большей (см. рис. 38—39). Расхождения подобного рода обусловлены различными факторами: анизотропией горизонтальных напластований, наклонными границами раздела, поверхностными и локальными неоднородностями, а также тектоническими разломами и контактами пород с различной электропроводностью. В случае горизонтальных границ раздела при переходе от одной длины MN к другой кажущееся сопротивление отличается не более чем на 10% (Альпин, 1945). В остальных случаях расхождения достигают 30 и даже 70% (Кешлаков, 1967).

Относительное аномальное значение разности кажущихся сопротивлений на участке характерных «перекрытий» кривых ВЭЗ используют в качестве поискового критерия неоднородности разреза, в частности, для трассирования зон тектонических нарушений (Кошлаков, 1967; Карпов, 1970). Качественным параметром служит величина

$$\eta = \Delta\rho_к/\rho_{к_{ср}},$$

где

$$\Delta\rho_к = |\rho_{к_{M_2N_2}} - \rho_{к_{M_1N_1}}|;$$

$$\rho_{к_{ср}} = (1/2)(\rho_{к_{M_1N_1}} + \rho_{к_{M_2N_2}}),$$

либо

$$\rho_{к_{ср}} = \rho_{к_{M_1N_1}},$$

т. е. значению кажущегося сопротивления при меньшей линии MN. На **картах аномальных значений параметра** η (при $\eta > 10\%$) путем корреляции прослеживают зоны повышенных значений, которые совпадают с тектоническими разломами. При истолковании подобных карт необходимо учитывать влияние поверхностных неоднородностей, аномалии от которых могут быть сравнимы с искомыми.

Выбор того или иного параметра для построения качественных карт определяется исключительно конкретной обстановкой и характером решаемой задачи. Все упомянутые выше параметры используют также для составления корреляционных графиков по отдельным профилям. При площадной съемке предпочтительно пользоваться картами.

§ 22. АНАЛИЗ КРИВЫХ ЗОНДИРОВАНИЯ И РАСПОЗНАВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ

Всякое отклонение измеренного значения кажущегося сопротивления от стандартного однотипного эталона, рассчитанного для горизонтально-слоистой модели среды, в методике интерпретации принято называть искажением. Анализ кривых и распознавание искажений составляют важнейшую часть качественной интерпретации.

Причинами искажений могут быть: методические погрешности, влияние поверхностных неоднородностей и глубинные эффекты, связанные с пертурбацией поля вблизи негоризонтальных границ раздела. Последний фактор очевидно должен стать основным поисковым критерием при истолковании зондирований. Однако в настоящее время практически нет способов, позволяющих вести прямую количественную интерпретацию сложных кривых зондирования. По-видимому, это дело недалекого будущего. Пока мы вынуждены в большинстве случаев ограничиваться лишь качественным истолкованием подобных явлений. То же самое следует сказать об эффектах, вызванных влиянием поверхностных неоднородностей (неровного рельефа земной поверхности, изменения электрических свойств наносов, наличия карста и пр.). Их можно частично ослабить или подавить при сглаживании и регуляризации разрезов и карт кажущихся сопротивлений и кажущихся проводимостей. Однако полностью их устранить не удается. К тому же эффекты от поверхностных неоднородностей зачастую сравнимы с эффектами от глубинных структур или тектонических нарушений и разделить их можно лишь условно при тщательном анализе реальной обстановки.

Некоторая часть методических погрешностей бывает связана с ошибками измерений кажущегося сопротивления или действующего расстояния, неправильным расположением питающих и измерительных устройств. Подобные погрешности часто устраняют во время полевых наблюдений или в процессе обработки материалов. В крайнем случае материал бракуют. Однако есть и другая группа методических искажений, которые нельзя предусмотреть априори. Они зависят от пространственного расположения источника или установки зондирования относительно геологических объектов. Например, положение оси зондирования по отношению к главным тектоническим элементам, характер поляризации поля, положение источника относительно приемного диполя в пространстве (по падению, восстанию, простиранию, над объектом, около него, за объектом и т. п.), наконец, самое простейшее, но далеко не второстепенное — расхождение кривых ВЭЗ при переходе от малой длины приемной линии к большей в присутствии поверхностных и глубинных неоднородностей. Все эти факторы (и еще многие) учитывают и по возможности устраняют на стадии качественной интерпретации. Не претендуя на полноту изложения, рассмотрим приемы распознавания и учета некоторых из них.

Электрическое зондирование

При электрическом зондировании кажущееся сопротивление пропорционально напряженности поля или плотности тока на участке MN.

$$\rho_к = \rho_1 \frac{E_{MN}}{E_1} = \rho_1 \frac{\rho_{MN} j_{MN}}{\rho_1 j_1} = \rho_{MN} \frac{j_{MN}}{j_1},$$

где j_1 — нормальная плотность тока в однородном полупространстве с удельным сопротивлением ρ_1; j_{MN} — эффективная плотность тока в объеме пород, заключенном между двумя эквипотенциальными

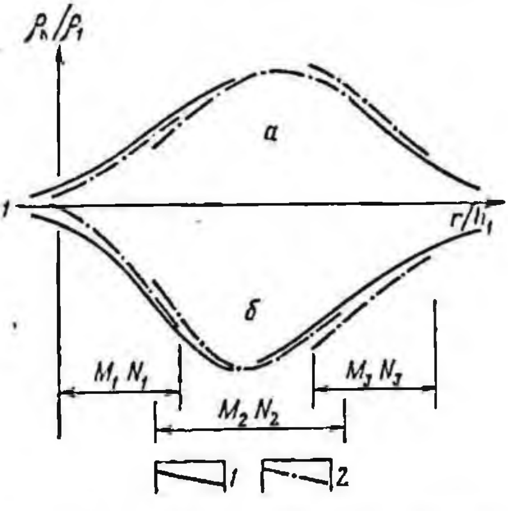


Рис. 38. Схема расхождения кривых ВЭЗ при переходе от малой измерительной линии к большей:

а — для трехслойного разреза типа К, б — для трехслойного разреза типа Н (по Л. М. Альпину); 1 — предельная расчетная кривая при $MN \to 0$; 2 — практическая кривая зондирования

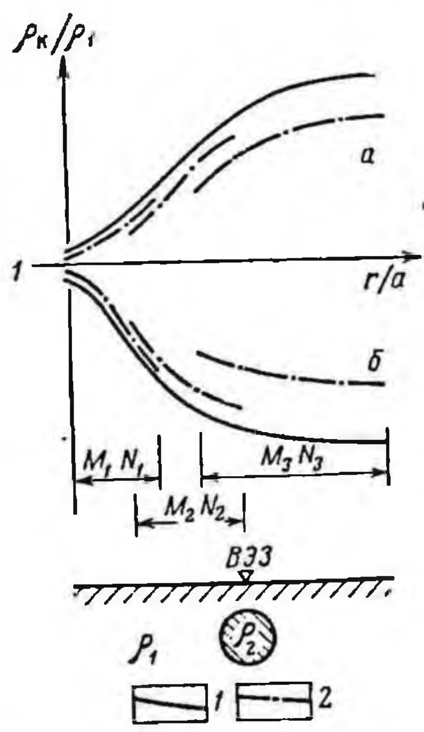


Рис. 39. Характер искажений кривых ВЭЗ при измерении с установкой Шлумберже на поверхности однородного полупространства с шаровым включением.

а — $\rho_2 = \infty$; б — $\rho_2 = 0$ (по Г. П. Саковцеву); 1 — предельная расчетная кривая при $MN \to 0$; 2 — кривые ВЭЗ при разных длинах приемной линии

поверхностями, проходящими через точки M и N; ρ_{MN} — эффективное удельное сопротивление того же объема пород на участке MN. Отсюда видно, что кажущееся сопротивление пропорционально произведению эффективных параметров, которые могут по-разному влиять на результаты наблюдений. В случае относительно малых размеров измерительной линии (по сравнению с разносом и расстоянием до ближайших неоднородностей) изменение плотности тока будет определяющим фактором при истолковании поведения кажущегося сопротивления. С увеличением линии MN возрастает роль второго фактора — эффективного удельного сопротивления толщи пород на участке MN. На рис. 38 схематически показано расхождение кривых ВЭЗ при переходе от малой длины MN к большей в случае горизонтально-слоистых разрезов типа К и Н (Альпин, 1945).

Если переход сделан при возрастании кажущегося сопротивления, то сначала оно скачком убывает (ибо усиливается влияние вышележащей проводящей толщи), а затем с уменьшением отношения MN/AB стремится к предельному значению при $MN \to 0$. Если переход осуществлен на спаде кривой ВЭЗ, то кажущееся сопротивление возрастает, а затем с увеличением разноса также стремится к предельному значению. Таким образом, вся кривая зондирования, состоящая из нескольких дуг, смещается вправо в сторону больших разносов примерно на $5 \div 10\%$. Л. М. Альпин (1945) разработал систему поправок для приведения практических кривых к нормальному предельному виду. При интерпретации поправки не вводят, однако бо́льший вес придают тем значениям кажущегося сопротивления, которые получены при относительно малом MN.

На рис. 39 показаны искажения кривых ВЭЗ при переходе от одного MN к другому в присутствии локальной неоднородности — шара (Саковцев, 1959). При этом весь участок кривой для фиксированного MN перемещается либо вверх, если шар проводящий, либо вниз, когда шар непроводящий. Расхождения достигают 20% и более. В обоих случаях кажущееся сопротивление отражает главным образом изменение эффективного удельного сопротивления. Если шар проводящий, то с ростом MN возрастает влияние вмещающей среды и общее эффективное сопротивление увеличивается. Если шар непроводящий, то эффективное сопротивление падает. Аналогично отмечаются на кривых ВЭЗ глубинные неоднородности типа разломов. Более сложные расхождения и в ту, и в другую сторону возникают при наложении различных факторов: глубинных и поверхностных. С целью локализации подобных аномалий делают несколько зондирований (куст ВЭЗ) на ограниченном участке с малым шагом по профилю (или в стороне от него).

При изучении горизонтально-неоднородных сред можно выделить несколько типовых эффектов, оказывающих существенное влияние на форму кривой зондирования: наклона границ раздела, бокового влияния, обтекания или концентрации тока вблизи локальных или линейно вытянутых структур и экранирования. Наиболее глубоко изучены первые два.

Влияние наклона границы раздела начали изучать давно. Первые палетки были составлены французскими исследователями. В 1935—

1936 годах С. М. Шейнман и Л. П. Долина провели серию модельных наблюдений в баке с электролитом (Каленов, 1957). Первые теоретические расчеты для двухслойной среды с наклонной границей раздела выполнил Л. М. Альпин в 1935 и 1940 годах. Точные общие решения получены А. Н. Тихоновым, Н. П. Скальской и рядом зарубежных ученых. В настоящее время общепризнано, что формулы Н. Н. Скальской (1948) наиболее удобны для численных расчетов. Результаты ранних исследований обобщены в руководствах А. М. Пылаева (1968) и Е. Н. Каленова (1957). Позже были выполнены дополнительные расчеты кажущихся сопротивлений для ВЭЗ и ДЭЗ над наклонным контактом по точным и приближенным формулам Н. П. Скальской и Л. М. Альпина (Кроленко, Цеков, 1960; Бердичевский, Загармистр, 1958). Палетки теоретических кривых под шифром НК включены в альбом палеток для горизонтально-неоднородных сред, который издан ВНИИГеофизикой в 1963 году.

Поведение кривых кажущегося сопротивления над наклонной границей раздела зависит от угла наклона, соотношения сопротивлений, вида установки зондирования, ориентировки ее оси, расстояния от линии выхода границы на поверхность полупространства. Сильные искажения наблюдаются при положении установки вдоль простирания над острым клипом, и когда подстилающий пласт имеет низкое удельное сопротивление. Кривые зондирования существенно отличаются от двухслойных и при формальной интерпретации по палеткам получаются наибольшие ошибки. Меньшие искажения будут в том случае, если ось установки зондирования расположена вкрест простирания над клином с тупым углом, и подстилающий пласт имеет более высокое сопротивление. В обоих случаях чем больше угол наклона, границы раздела, тем сильнее искажения кривых. Большинство исследователей считает, что при углах наклона до 15° кривые ВЭЗ можно интерпретировать по обычным палеткам без больших погрешностей, если, конечно, установка ориентирована вкрест простирания. Кривые дипольного зондирования весьма чувствительны к наклону слоев. Даже при углах падения 1—2° искажения могут быть весьма заметными, и кривые зондирования надо интерпретировать с помощью специальных палеток НК.

Все искажения кривых кажущегося сопротивления, обусловленные наклоном границы раздела, объясняются изменением плотности тока в пункте наблюдения.

Боковым влиянием называют эффект искажения поля при расположении установки зондирования около контакта (борт долины, горста, грабена, плоскость сброса и т. п.). Ось зондирования направлена либо вдоль контакта, либо перпендикулярно ему. Исследования бокового влияния, выполненные до 1956 года, обобщены в работах А. М. Пылаева, 1968) и Е. Н. Каленова (1957). Во ВНИИГеофизике под руководством М. Н. Бердичевского, А. М. Загармистра (1958) и Г. А. Ведринцева (1960, 1961) были проведены специальные исследования этого эффекта для симметричных и несимметричных дипольных установок. По результатам расчетов составлены специальные палетки кривых кажущегося сопротивления для случая горизонтально-вертикального контакта (ГВК-1 и ГВК-2).

При расположении оси зондирования вдоль проводящего контакта плотность тока с увеличением разносов несколько возрастает и кажущиеся сопротивления увеличиваются, но не намного. Если же контакт плохо проводящий, то плотность тока падает и форма кривой существенно меняется. Например, в случае ГВК-1 двухслойная кривая преобразуется в четырехслойную типа КН. Если ось зондирования ориентирована вкрест простирания, то наименьшие искажения получаются в том случае, когда питающий электрод (или подвижный измерительный диполь в ДЭЗ) пересекают контакт из среды с меньшим удельным сопротивлением в среду с большим ρ. В этом случае В. Н. Фомина (1958) и Л. Н. Олофинский (1968) предлагают вводить поправки, основанные на суммировании эффектов от горизонтальной и вертикальной границ раздела. Если контакт проводящий, то искажения сильнее, меняется тип кривой. Наибольшие отклонения наблюдаются над моделью горизонтально-слоистой среды с двумя вертикальными контактами (Ведринцев, 1960).

С целью выявления и учета бокового эффекта необходимо выполнить дополнительные наблюдения. На аномальных участках, где происходит резкая смена типов кривых, целесообразно поставить круговые или крестовые наблюдения.

Эффекты обтекания или концентрации тока приводят либо к уменьшению, либо к резкому завышению кажущихся сопротивлений. Величина и знак отклонений зависят от местоположения и ориентировки оси зондирования относительно искажающего объекта (карстовой полости, рудного тела, вала) и глубины его залегания. Например, сухая карстовая полость проявляется на кривой зондирования в виде характерного «горба» (Матвеев, 1963) за счет резкого увеличения плотности тока, а проводящая полость, расположенная ниже уровня подземных вод, — провалом, уменьшением кажущихся сопротивлений. Сильные искажения наблюдаются при изучении негладкого опорного горизонта, рельеф которого имеет, например, волнистую структуру. Ось зондирования рекомендуется располагать вдоль простирания, если опорный слой имеет высокое сопротивление, и вкрест простирания, если нижний слой проводящий. Искажения практически несущественны, если амплитуда колебания отметок подземного рельефа составляет 1/5 и меньше мощности покрывающей толщи (Топфер, 1972). Для электрического зондирования такая граница является квазигладкой.

Экранирующее влияние полупроводящих или проводящих пропластков, линз и выклинивающихся пластов проявляется в виде изменения типа кривой, скрадывании искомых горизонтов или, наоборот, подчеркивании малозначащих элементов геоэлектрического разреза. Например, разрезы типа КН проявляются на графике зондирования как разрезы типа А. Влияние хорошо проводящей линзы или клина может существенно сдвинуть вправо, в сторону больших разносов, восходящую асимптотическую ветвь кривой зондирования и создать ложное представление об увеличении глубины залегания опорного горизонта. Подобные эффекты можно учесть лишь при тщательном изучении геологического строения района.

Индукционное зондирование

При индукционном зондировании кажущееся сопротивление пропорционально эффективной плотности вихревых токов, наведенных в земных слоях. Вследствие магнитной индукции между полями токов, текущих на разных горизонтах, суммарная эффективная плотность тока у поверхности Земли будет либо усиливаться, либо ослабляться в зависимости от частоты изменения первичного поля и пространственного распределения пород с различной электропроводностью.

Если измерения выполняются на поверхности горизонтально-слоистого полупространства, то в каждом слое поле поляризовано горизонтально, ток течет вдоль напластований, и кажущееся сопротивление зависит от распределения электропроводности по вертикали. В силу скин-эффекта с уменьшением частоты эффективная глубина зондирования нарастает и усиливается влияние глубоких горизонтов. Если же компоненты поля измеряют на поверхности неоднородной среды с негоризонтальными границами раздела, то внутренняя структура поля существенно меняется. Ток пересекает границы раздела и на них образуются электрические заряды, возбуждающие в среде аномальное поле. Кроме этого происходит перераспределение вихревых токов. Они концентрируются в зонах с повышенной проводимостью, в результате чего возникают аномалии от избыточных токов. В целом кажущееся сопротивление будет отражать не только изменение электропроводности по вертикали, что является главным содержанием результата зондирования, но и аномальные эффекты, связанные с появлением зарядов на границах раздела и перераспределением вихревых токов. Кривая зондирования, как принято говорить, будет искажена и для того чтобы выделить главную информацию, необходимо оценить тип и степень искажения.

Изучением электромагнитных полей в неоднородных средах занимаются многие исследователи. Задачу решают вычислительными методами (Бердичевский, 1968; Ваньян, 1965; Дмитриев, 1969; Дмитриев, Кокотушкин, 1971; Кауфман, Табаровский, 1970, и др.), путем физического моделирования (А. А. Ковтун, М. А. Добровольская и др.), Кузнецов, Фомина, 1969; Сидоров, Тикшаев, 1969; Н. С. Сергеев — трест «Татнефтегеофизика») и полевых экспериментов над известными структурами (Н. М. Альперович, Г. Н. Анищенко, В. П. Бубнов, Д. А. Варламов, В. Г. Дубровский, Ю. К. Конопов, Г. В. Кошлаков, Н. В. Липская, Г. А. Чернявский, Н. А. Яковлев и др.).

Все практические кривые индукционного зондирования, как правило, искажены в той или иной степени. Искажения обнаруживаются при измерении компонентов поля в разных азимутах или при различной ориентировке оси зондирования (в ЧЗ и ЗС).

Наиболее полно изучены плоские электромагнитные поля в неоднородных средах с целью истолкования кривых МТЗ. Результаты теоретических модельных и экспериментальных исследований по магнитотеллурическому зондированию горизонтально-неоднородных сред обобщены в статье М. Н. Бердичевского с группой соавторов (1973). Искажения кривых МТЗ разделены на два типа: гальванические эффекты, обусловленные действием зарядов, и индукционные эффекты, связанные с действием избыточных токов. Анализ искажений выполнен преимущественно для двумерных моделей с вытянутыми структурами, имеющими четко выраженные оси. Кривые МТЗ, полученные при измерении электрической составляющей вдоль простирания, называют продольными, а вкрест простирания — поперечными. Такое деление соответствует E- и H-поляризованному полю.

При измерении поперечной составляющей кажущегося сопротивления проявляются эффекты гальванического типа. Избыточные токи циркулируют вдоль вытянутых структур, и их индукционное действие незначительно. Если установка измерения ориентирована не строго вкрест простирания, то оба эффекта складываются. Это неблагоприятный случай. Его надо избегать при полевых наблюдениях. На поперечную составляющую оказывают влияние несколько эффектов: S, экранирования, наклона и краевой.

Эффект S проявляется в низкочастотном диапазоне и искажает правую нисходящую ветвь кривой МТЗ. Сущность его заключается в том, что промежуточный высокоомный слой нарушает гальваническую связь между верхним и нижним проводящими слоями и препятствует перераспределению тока в неоднородных зонах. Верхние слои превращаются в гальванически замкнутую систему, в результате чего импеданс обладает повышенной чувствительностью к изменению суммарной продольной проводимости даже в области низких частот, далеко выходящих за пределы интервала S. Правые нисходящие ветви поперечных кривых МТЗ смещаются либо вверх при уменьшении проводимости (возрастании плотности вихревых токов в верхнем слое), либо вниз — при увеличении S.

Проявление этого эффекта для разреза типа К схематически показано на рис. 40, *а*.

Эффект экранирования искажает правые восходящие ветви кривых МТЗ типа КН. Промежуточный высокоомный пласт экранирует вихревое электрическое поле, индуцированное в нижнем проводящем слое, в результате чего поднятия или опускания опорного горизонта не отражаются на поведении импеданса, а следовательно, и на поперечной кривой зондирования (рис. 40, *в*).

Эффект наклона обнаружен при анализе теоретических моделей типа К, содержащих наклонный пласт высокого сопротивления. При увеличении угла наклона правые нисходящие ветви поперечных кривых МТЗ смещаются вверх, создавая ошибочное представление об увеличении глубины залегания кровли проводящего слоя (рис. 40, *г*). Вероятно это один из вариантов эффекта S.

Краевой эффект был отмечен в результате полевых экспериментов вблизи борта вытянутой впадины, заполненной проводящими отложениями. Правые восходящие ветви поперечных кривых МТЗ смещаются вниз и деформируются (рис. 40, *б*). Искажения, возникающие при измерении над впадиной, создают эффект увеличения

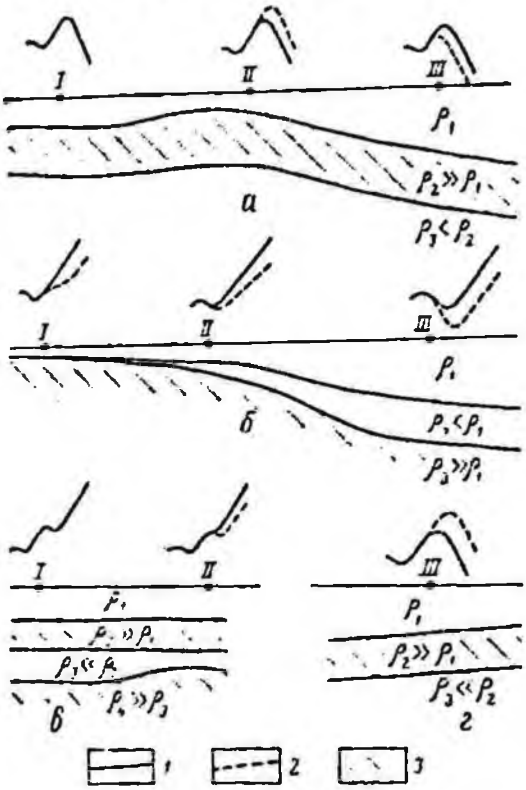


Рис. 40. Схематизированные примеры искажения поперечных кривых МТЗ (по М. Н. Бердичевскому и др.).

Эффекты: *а* — *S*, *б* — краевой, *в* — экранирования, *г* — наклона; *1* — эталонные кривые в случае горизонтального залегания слоев; *2* — искаженные кривые; *3* — пласты высокого сопротивления

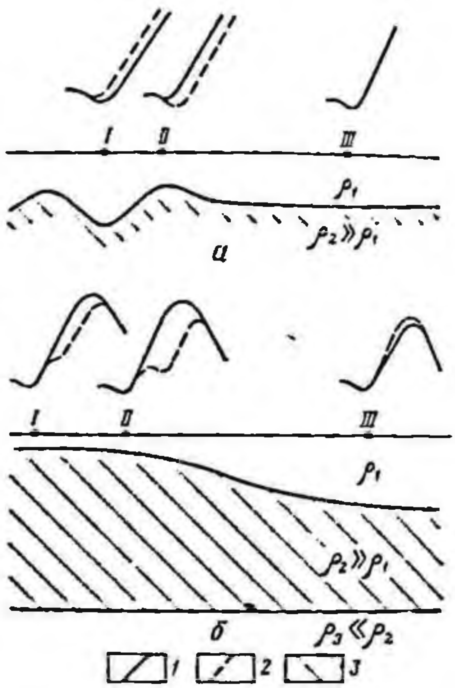


Рис. 41. Схематизированные примеры искажения продольных кривых МТЗ (по М. Н. Бердичевскому и др.).

а — локальный индукционный эффект; *б* — региональный индукционный эффект; *1* — эталонные кривые в случае горизонтального залегания слоев; *2* — искаженные кривые; *3* — пласты высокого сопротивления

мощности проводящих пород (точка *III*). Если измерения выполнены около борта впадины, то на кривых появляется ложный перегиб, который можно ошибочно трактовать как наличие проводящего слоя внутри опорного основания (точки *I*, *II*).

При измерении продольной составляющей кажущегося сопротивления превалирующее значение имеют индукционные эффекты, обусловленные избыточными токами, циркулирующими вдоль структур. Суммарное воздействие этих токов приводит к существенным искажениям кажущегося сопротивления в интервале *S*. Характер искажений зависит от размеров структур, поэтому различают локальный и региональный эффекты. Над локальными впадинами происходит увеличение кажущегося сопротивления и смещение всей правой восходящей ветви кривой МТЗ вверх по оси сопротивлений. Над вытянутыми поднятиями наблюдается обратная картина (рис. 41, *а*, точки *I*, *II*). Таким образом, локальный индукционный эффект сглаживает аномалии кажущегося сопротивления, обусловленные изменением суммарной продольной проводимости.

Региональный индукционный эффект проявляется вблизи крупных впадин, ширина которых в десятки раз превышает мощность проводящих отложений. Особенно сильные искажения наблюдаются вблизи борта впадины. В связи с перераспределением вихревых токов на кривой зондирования в интервале *S* образуются перегибы, которые могут создать ложное представление о наличии проводящих слоев в теле опорного основания (фундамента). На рис. 41, *б* эти искажения схематически показаны для точек *I* и *II*. Любопытно отметить, что подобные искажения продольных кривых МТЗ наблюдаются над горстом и грабеном (Дмитриев, Копотушкин, 1971). Непосредственно над впадиной искажения наименьшие. Они выражаются в увеличении кажущегося сопротивления в интервале *S* (рис. 41, *б* точка *III*).

Для распознавания искажений прежде всего необходимо, чтобы измерительные линии были ориентированы вдоль и поперек основных тектонических структур, известных, например, по данным гравиметрии, магниторазведки и геологической съемки. Расхождение продольных и поперечных кривых МТЗ свидетельствует о наличии резких неоднородностей. Результаты формальной интерпретации одних и других кривых сравнивают между собой, коррелируют с данными определения *S*, угла наклона непроводящего экрана, а также с показаниями других геофизических методов.

Если осадочная толща не содержит экранов, то наиболее полную и точную информацию о разрезе могут дать поперечные кривые при условии, что краевой эффект либо не проявляется, либо проявляется на достаточно низких частотах. Продольные кривые сглаживают локальные структуры, но содержат более полную информацию о структурах низкого порядка. Если же осадочная толща содержит мощный высокоомный горизонт и заметно проявляются гальванические эффекты, то поперечные кривые используют только для изучения отложений, покрывающих этот горизонт. Информацию о нижней части разреза получают с помощью продольных кривых, которые в случае достаточно вытянутых структур отражают глубинную тектонику района.

При изучении локальных изомерных структур возникают эффекты обтекания, которые искажают и продольные, и поперечные кривые. В этом случае, как один из возможных вариантов, рекомендуется интерпретировать средние или эффективные кривые зондирования.

Рассмотренные эффекты характерны в полной мере и для частотных зондирований, особенно при импедансном способе измерений, о котором все чаще заявляют в печати (Обухов, 1970 и др.). К этому надо добавить, что по данным последних модельных работ Н. С. Сергеева установлено сильное влияние на результаты ЧЗ поверхностных неоднородностей и малейших изменений проводимости в осадочной толще. На этой основе в тресте «Татнефтегеофизика» разработали методику картирования терригенных утолщений (ловушек нефти), залегающих на глубинах до 1500 м. По результатам модельных работ А. Н. Кузнецова и Н. С. Сергеева чувствительными к искажениям элементами кривой зондирования являются следующие ординаты и абсциссы: $\rho_{\omega\,min}$, $\rho_{\omega\,max}$, $\rho_{\omega\,max}/\rho_{\omega\,min}$, $\sqrt{T_{max}}$, $\sqrt{T_{min}}$. По графикам этих величин можно выделить аномальные зоны и наметить участки с наименее искаженными кривыми.

В методе становления поля искажения имеют ту же природу, что в ЧЗ и МТЗ. Для предварительного распознавания искажений кривых ЗСМ автором составлена табл. 3 контрольных значений безразмерного параметра $(S\rho_{\tau_{max}})/r$, где S — суммарная продольная проводимость, определенная по уточненным палеткам поздней стадии; $\rho_{\tau_{max}}$ — кажущееся сопротивление в области максимума кривой ЗСМ; r — разнос диполей. Табл. 3 составлена по данным точных расчетов кажущегося сопротивления при горизонтальном залегании опорного горизонта (Тихонов, Скугаревская, Фролов, 1963) и приближенных расчетов в случае наклонного опорного горизонта (Давыдов, 1967).

Таблица 3

Контрольные значения $\dfrac{\rho_{\tau max}}{r/S}$ при различных углах наклона опорного горизонта α

α, градус	r/H			
	4—5	5—6	6—7	7—8
0	0,359—325	0,347—0,320	0,339—0,314	0,330—0,314
	+ —	+ —	+ —	+ —
1	0,380—0,304	0,381—0,285	0,384—0,270	0,388—0,256
2	0,421—0,263	0,429—0,237	0,441—0,213	0,453—0,191
3	0,460—0,224	0,477—0,189	0,497—0,157	0,518—0,126
4	0,499—0,185	0,525—0,141	0,554—0,100	0,584—0,060

В верхней строке табл. 3 даны точные значения контрольного параметра при горизонтальном залегании опорного горизонта (α = = 0) и разных относительных разносах r/H. В следующих строках показаны возможные значения для плюсовых (измерительная петля отнесена по падению) и минусовых кривых зондирования. Применение двухсторонних и взаимно-встречных установок (Фомина, 1966) позволяет получить дополнительную качественную информацию о разрезе и в ряде случаев при осреднении данных подавить сторонние эффекты.

ГЛАВА IV

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ КАЖУЩЕГОСЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПАЛЕТОК

Результаты электромагнитного зондирования принято интерпретировать методом сравнения. Сущность его заключается в том, что наблюденную кривую кажущегося сопротивления сопоставляют (аппроксимируют) с одним из теоретических графиков (эталоном), рассчитанным для фиксированной модели горизонтально-слоистой среды. Согласно теореме о единственности решения обратной задачи (Тихонов, 1949, 1965) совпадение кажущихся сопротивлений в интервале действующих расстояний будет свидетельствовать об одинаковости теоретической и экспериментальной моделей сред, если, конечно, исключить ошибки измерений и сторонние влияния. По результатам сопоставления делают заключение о глубине залегания границ раздела между пластами с различными электрическими свойствами, определяют мощность отдельных слоев или всей пачки пород, залегающей над опорным горизонтом. Опорным горизонтом служит обычно кровля пласта, обладающего очень высоким или относительно низким удельным сопротивлением. Для удобства теоретические графики объединяют в палетки.

Количественной интерпретации предшествует качественная обработка материалов. По качественным картам и разрезам, дающим большую информацию о характере поведения поля, выделяют аномальные участки, где кривые кажущегося сопротивления претерпевают резкие изменения. Такие искаженные кривые обрабатывают приближенно или специальными методами, используя набор палеток, рассчитанных для неоднородных сред. Остальные материалы, полученные на участках со сравнительно спокойным залеганием пород, интерпретируют с помощью обычных палеток и графических построений.

§ 23. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ ВЭЗ И ДЭЗ С ПОМОЩЬЮ СВОДНЫХ ПАЛЕТОК

Известные методы интерпретации кривых ВЭЗ и ДЭЗ базируются главным образом на использовании палеток трехслойных кривых из альбомов фирмы Шлумберже, Государственного союзного геофизического треста — ГСГТ и ВСЕГЕИ (Пылаев, 1968). Палетки составлены для шести фиксированных значений параметра ρ_3: ∞; ρ_2^2/ρ_1; ρ_1; 0; $\sqrt{\rho_1\rho_2}$ и $\sqrt{\rho_2^3/\rho_1}$ (включая палетки ГСГТ), что оказалось недостаточным для надежной интерпретации. При относительно малой мощности промежуточного пласта конфигурация трехслойной кривой существенно зависит от сопротивления третьего слоя. Это обстоятельство учитывали и ранее. Например, сотрудники ГСГТ рассчитали дополнительные палетки для промежуточных значений $\rho_3 = \sqrt{\rho_1\rho_2}$ и $\sqrt{\rho_2^3/\rho_1}$ А. И. Богданов составил специальные номограммы для 19 фиксированных значений ρ_3, Е. Н. Каленов (1957) выполнил исследование ошибок, связанных с неточной оценкой параметра ρ_3.

В 1970 году во Всесоюзном научно-исследовательском институте транспортного строительства под руководством В. А. Ряполовой были проведены исследования по обобщению и анализу практических способов интерпретации кривых ВЭЗ. Всего было рассмотрено 54 отечественных и зарубежных способов. Из них 14 признаны заслуживающими внимания (Ряполова, 1972), и в качестве главных рекомендованы приемы, основанные на использовании комбинированных (Хмелевской, 1970) и сводных (Матвеев, 1964) палеток.

Интерпретация трехслойных кривых типа Н и А

На сводных палетках собраны вместе трехслойные кривые для одного типа эквивалентности (S или T) и фиксированного модуля ν_2, а также двухслойные кривые, имитирующие все возможные варианты правых ветвей трехслойных кривых (см. рис. 14). На палетках имеются: общая линия S, линия ν_2 — геометрическое место всех начал координат (h_1, ρ_1), общая точка — пересечение основных осей, представляющая собой геометрическое место всех характерных точек с координатами $x = h_{экв}$ и $y = \rho_{экв}$. Экстремумы кривых сближены между собой. Таким образом, расположение различных элементов представляет известные удобства для интерпретации.

Рассмотрим правила интерпретации трехслойной кривой типа Н для общего случая когда $\rho_3 \neq \infty$. Кривая вычерчена на прозрачном билогарифмическом бланке с модулем $M = 6{,}25$ см. Она имеет минимум и пологую правую ветвь, восходящую под углом, меньшим 45°. Сопоставляя левую ветвь кривой с двухслойной палеткой, из альбома находим мощность h_1^* в первом приближении и удельное сопротивление ρ_1^* верхнего слоя. Если он представлен изотропным по отношению к электрическому току породами, то, чем больше точек левой части интерпретируемой кривой совместится с одной из палеточных кривых, тем ближе найденные параметры к их истинным значениям. Если пласт анизотропен, то

$$h_1^* \approx \Lambda_1 h_1;\quad \rho_1^* \approx \Lambda_1 \rho_{l_1};\quad h_1^*/\rho_1^* = h_1/\rho_{l} = S_1, \tag{164}$$

где Λ_1 — коэффициент микроанизотропии первого пласта; h_1 — истинная мощность первого пласта; ρ_{l_1} — продольное удельное сопротивление первого пласта.

Модуль μ_2 палеточной двухслойной кривой, с которой наилучшим образом совпала левая ветвь, будет численно равен не истинному, а эквивалентному модулю $\mu_{2_{экв}}$. Согласно формуле (106) лишь при достаточно больших параметрах $\nu_2 \gg 1$ и $\mu_3 \gg 1$ $\mu_{2_{экв}} \approx \mu_2$.

Для однозначной интерпретации, как известно, надо точно задать параметр ρ_2. Его определяют по специальным параметрическим наблюдениям вблизи скважин или на таких участках, где известна мощность промежуточного слоя. Ниже покажем возможность оценки этого параметра по эквивалентному модулю.

На бланке отмечаем точку с координатами h_1^*, ρ_1^*, вычисляем отношение $\mu_2 = \rho_2/\rho_1^*$ и выбираем подходящую сводную палетку типа II—А—ν_2. В альбоме всего десять палеток такого типа, поэтому выбор обычно не вызывает затруднений. Допустим все же, что они возникли и требуется оценить хотя бы приближенно ближайшее значение ν_2. В таком случае можно воспользоваться палеткой II—А сводной или комбинированной и выполнить предварительную интерпретацию. Суть этого способа описана ниже (см. § 24). В благоприятных условиях при $\nu_2 > 2$ данные предварительной интерпретации отличаются от истинных не более чем на 10% и ими можно ограничиться. В общем случае используем найденный модуль ν_2' для выбора подходящей палетки II—А—ν_2'.

Выбираем одну или, если $\nu_2' > 2$, две ближайшие палетки. Накладываем бланк на палетку и совмещаем с теоретическими кривыми зону минимума, левую и правую ветви, т. е. всю интерпретируемую кривую. При этом начало координат h_1^*, ρ_1^* должно лежать на линии ν_2' палетки — геометрическом месте всех начал координат кривых с одинаковыми ν_2. Если точка (h_1^*, ρ_1^*) отходит от линии ν_2', то либо палетка выбрана неудачно, что легко установить путем перебора соседних листов из альбома, либо параметры первого слоя определены неточно, что наиболее вероятно. После их корректировки фиксируем положение бланка, отмечаем на нем новое начало координат (h_1', ρ_1'), положение креста палетки ($x = h_{экв}$, $y = \rho_{экв}$), считываем значение суммарной продольной проводимости S, модули ν_2', μ_2' той теоретической кривой, с которой наилучшим образом совпала интерпретируемая кривая, а также модуль ее правой ветви $\mu_3' = \rho_3/y_H$ по шифру двухслойной кривой в первом квадранте палетки. Согласно принципу эквивалентности по S

$$h_2 = \rho_2 \frac{h_1'}{\rho_1'} \cdot \frac{\nu_2'}{\mu_2'} \quad \text{или} \quad \rho_2 = h_2 \frac{\rho_1'}{h_1'} \cdot \frac{\mu_2'}{\nu_2'}. \tag{165}$$

Если пласты анизотропны, то в качестве ρ_2 надо взять продольное удельное сопротивление второго слоя ρ_{l_2}. Тогда

$$h_2 = \rho_{l_2} \frac{h_1'}{\rho_1'} \cdot \frac{\nu_2'}{\mu_2'}. \tag{166}$$

Истинное значение h_1 находим из соотношения (164)

$$h_1 = \rho_{l_1}(h_1'/\rho_l').$$

Суммарная мощность $H = h_1 + h_2$. Среднее геометрическое удельное сопротивление третьего подстилающего слоя $\rho_{m_3} = y_H\mu_3'$.

Интерпретируемая кривая зачастую располагается между теоретическими и значение μ_2' находят путем интерполяции с вытекающими отсюда погрешностями. Для контроля удобно воспользоваться следующими формулами:

$$\frac{\nu_2'}{\mu_2'} = \frac{S}{S_1} - 1; \quad \mu_2' = \frac{\nu_2'}{S/S_1 - 1}. \tag{167}$$

Если нет никаких данных для оценки промежуточного параметра ρ_2, то при интерпретации полезно воспользоваться величиной эквивалентного модуля. Согласно (106)

$$\mu_{2_{\text{экв}}} = \frac{1 + \nu_2}{(\nu_2/\mu_2) + (1/\mu_3)}.$$

Отсюда с учетом соотношения эквивалентности найдем:

$$\mu_2 = \mu_{2_{\text{экв}}}\left(\frac{\mu_2'}{\nu_2'\mu_3} + 1\right) - \frac{\mu_2'}{\nu_2'}; \tag{168}$$

$$\nu_2 = \mu_{2_{\text{экв}}}\left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'} + \frac{1}{\mu_3}\right) - 1. \tag{169}$$

Отношение ν_2'/μ_2' определяется однозначно по формуле (167), а величина μ_3 оценивается приближенно.

Аналогично выполняют интерпретацию кривых типа А. Однако в этом случае существенно повышается роль начала координат кривой (h_1, ρ_1), которое служит опорной точкой на всех этапах интерпретации. Поэтому обращается серьезное внимание на определение параметров первого слоя по двухслойной и сводной палеткам.

Интерпретация трехслойных кривых типа Q и K

Кривые типа Q и K интерпретируют по сводным палеткам Q—K—ν_2. Палетки составлены для фиксированного модуля ν_2. На них имеются: общая линия ν_2 — геометрическое место всех начал координат трехслойных кривых, общий крест палетки — пересечение ее главных осей — геометрическое место точек с координатами x_Q, y_Q, x_K, y_K, общая линия S_Q для кривых типа Q. В четвертом квадранте вычерчены двухслойные кривые с $\mu_2 < 1$, представляющие собой эквивалентные аналоги всех возможных правых ветвей кривых типа Q и K (см. рис. 15).

Рассмотрим приемы интерпретации кривой типа K для случая, когда $\rho_3 \neq 0$ и $\rho_3 \neq \rho_1$. Кривая имеет максимум и правую нисходящую ветвь.

Для оценки параметров первого слоя сопоставим ее левую ветвь с двухслойной палеткой. При этом согласно выводам гл. II (§ 7), чем больше точек интерпретируемой кривой совместится с палеточными кривыми (или расположится между ними), тем точнее результаты. Найденные параметры h_1^* и ρ_1^* близки к истинным, если первый пласт представлен изотропными породами. Если же он анизотропен, то

$$h_1^* \approx \Lambda_1 h_1; \quad \rho_1^* \approx \Lambda_1 \rho_{l_1}; \quad \rho_{l_1}\Lambda_1 = \frac{\rho_{l_1}}{\Lambda_1};$$

$$\frac{h_1^*}{\rho_1^*} = \frac{h_1}{\rho_{l_1}} = S_1; \quad h_1^*\rho_1^* = h_1\rho_{l_1} = T_1, \tag{170}$$

где ρ_{l_1} — среднее поперечное удельное сопротивление первого пласта; T_1 — поперечное сопротивление первого пласта.

Модуль μ_2 двухслойной кривой, с которой наилучшим образом совместилась левая ветвь, будет численно равен $\mu_{2_{экв}}$. Согласно (107) лишь при относительно большой мощности второго слоя, когда $\nu_2 \gg 1$ и $\mu_3 \ll 1$, $\mu_{2_{экв}} \approx \mu_2$. Следовательно, по левой ветви в общем случае нельзя оценить удельное сопротивление второго слоя. Для однозначной интерпретации необходимо точно задать параметр ρ_2.

Пусть ρ_2 известно. Вычисляем отношение $\mu_2 = \rho_1/\rho_1^*$. На бланке отмечаем точку с координатами h_1^*, ρ_1^*. Предварительную интерпретацию можно выполнить по палетке Q—K сводная. Накладываем на нее бланк и, удерживая точку с координатами h_1^*, ρ_1^* на линии $\mu_2 = \rho_2/\rho_1^*$, совмещаем правую ветвь интерпретируемой кривой с одной из двухслойных кривых, расположенных в четвертом квадранте палетки. По меридиональной линии палетки, проходящей через фиксированное положение креста бланка (h_1^*, ρ_1^*), определяем в первом приближении модуль ν_2.

Оценив ν_2, находим в альбоме подходящую палетку Q—K—ν_2. Всего их десять. Поэтому требуемую палетку легко найти даже простым перебором, не прибегая к предварительной интерпретации. Накладываем бланк на палетку так, чтобы точка с координатами h_1^*, ρ_1^* расположилась на линии ν_2 — геометрическом месте всех начал координат трехслойных кривых рассматриваемой серии. Совмещаем наилучшим образом зону максимума, левую и правую ветви интерпретируемой кривой с палеточными кривыми. При этом допускается отход начальной точки h_1^*, ρ_1^* от линии ν_2, ибо параметры первого слоя найдены в первом приближении. После их корректировки фиксируем положение бланка относительно палетки. Отмечаем на бланке новое начало координат (h_1', ρ_1') и координаты креста палетки ($x_К = h_{экв}$, $y_К = \rho_{экв}$). Через эту точку ($x_К$, $y_К$) под углом 135° к оси абсцисс проводим прямую — смещенную линию T_{1-2}. Путем интерполяции определяем модули левой ветви μ_2' и правой ветви $\mu_3' = \rho_3/y_К$. Последний определяется по шифру двухслойных кривых в четвертом квадранте палетки.

Согласно принципу эквивалентности по T

$$\nu_2\mu_2 = \nu_2'\mu_2'.$$

Отсюда

где

$$h_2 = h_1'\rho_1'(\nu_2'\mu_2'/\rho_2),$$
$$\rho_2 = h_1'\rho_1'(\nu_2'\mu_2'/h_2). \tag{171}$$

Если пласты анизотропны, то в качестве ρ_1 и ρ_2 следует брать ρ_{t_1} и ρ_{t_2} — средние поперечные удельные сопротивления. Тогда истинные мощности вычислим по формулам:

$$h_1 = h'_1 (\rho'_1/\rho_{t_1}); \quad h_2 = h'_1 \rho'_1 (\nu'_2 \mu'_2/\rho_{t_2}). \tag{172}$$

Суммарная мощность

$$H = h_1 + h_2 \quad \text{или} \quad H = T/\rho_t,$$

где $T = T_1 (1 + \nu'_2 \mu'_2)$; ρ_t — среднее поперечное удельное сопротивление двух пластов.

Величины ρ_{t_1}, ρ_{t_2} и ρ_t определяют по результатам параметрических наблюдений около скважин. Относительные значения параметров ν_2 и μ_2 можно оценить приближенно по величине эквивалентного модуля $\mu_{2_{экв}}$. Согласно (107)

$$\mu_{2_{экв}} = \frac{\nu_2 \mu_2 + \mu_3}{1 + \nu_2}.$$

Отсюда

$$\mu_2 = \mu_{2_{экв}} \frac{\nu'_2 \mu'_2}{\nu'_2 \mu'_2 - \mu_{2_{экв}} + \mu_3}; \tag{173}$$

$$\nu_2 = \frac{\nu'_2 \mu'_2}{\mu_{2_{экв}}} + \frac{\mu_3}{\mu_{2_{экв}}} - 1. \tag{174}$$

Произведение $\nu'_2 \mu'_2$ определяется однозначно с помощью палеток, а модуль μ_3 оценивается приближенно.

Суммарное значение поперечного сопротивления можно найти непосредственно по абсциссе точки пересечения смещенной линии T с единичной горизонтальной осью бланка $\rho_к = 1$. Абсцисса точки пересечения r_T численно равна произведению $\varepsilon_1 \varepsilon_2 T$. Зная модули ν_2 и μ_2, по номограмме на рис. 16 находят поправочный множитель и вычисляют T:

$$T = r_T / \varepsilon_1 \varepsilon_2.$$

Среднее геометрическое удельное сопротивление подстилающего опорного слоя находят по правой асимптоте или вычисляют по формуле

$$\rho_{m_s} = y_к \mu_s^\bullet.$$

Кривые типа Q интерпретируют аналогично по тем же палеткам Q—K—ν_2. Только для контроля используют не T, а S — суммарную продольную проводимость. Величина S считывается непосредственно по палетке.

Правила, описанные выше, остаются в силе и для дипольных зондирований. По сводным палеткам можно интерпретировать кривые экваториальных, азимутальных и радиальных зондирований, если влияние горизонтальных неоднородностей среды практически не отражается на их форме. Кривые радиальных зондирований интерпретируют по сводным палеткам R—H—A—ν_2 и R—Q—K—ν_2, которые имеются в альбоме.

Интерпретация многослойных кривых

Как установлено выше, многослойную кривую зондирования можно аппроксимировать совокупностью трехслойных кривых, если за начало координат каждой из них принять соответствующие характерные точки с координатами $x = h_{\text{экв}}$ и $y = \rho_{\text{экв}}$. В методике палеточной интерпретации это положение является основным.

Всякую многослойную кривую (при числе пластов $n > 3$) интерпретируют по частям, слева направо [1]. На первом этапе в левой части кривой выделяют трехслойную ветвь и интерпретируют ее по сводным палеткам как отдельную кривую. При этом руководствуются правилами, изложенными выше. Наряду с параметрами первого и второго слоя по сводной палетке, как известно, легко находят координаты характерной точки $x_1 = h_{1_{\text{экв}}}$ и $y_1 = \rho_{1_{\text{экв}}}$. Эта точка соответствует положению основного креста палетки при наилучшем совмещении выделенной ветви с теоретическими кривыми. Принимая ее за начало координат, отделяют следующую трехслойную ветвь, которую интерпретируют так же, как и первую, и т. д. Каждый этап представляет собой замкнутый цикл. Его повторяют $n-2$ раза, где n — число пластов, проявляющихся на кривой зондирования. Интерпретация по сводным палеткам выполняется проще, быстрее и надежнее, чем по обычным палеткам для трехслойных разрезов.

Пусть задана четырехслойная кривая типа НК. Очевидно, левую ветвь предстоит сопоставить со сводными палетками Н—А — ν_2. Если нет никаких сведений о параметре ν_2, то подходящую палетку находят путем перебора. Для определения параметров первого слоя не обязательно обращаться к двухслойной палетке. Левую ветвь интерпретируемой кривой почти по минимума можно совместить с одной из кривых, расположенных во втором квадранте палетки Н—А — ν_2. Зафиксировав начало координат (h_1', ρ_1') и удерживая его на линии ν_2, бланк с заданной кривой смещают вверх или вниз так, чтобы зона минимума, левая ветвь и часть кривой после минимума наилучшим образом расположилась среди теоретических палеточных кривых. С палетки снимают основные показатели: ν_2', μ_2', $x_{\text{Н}}$, $y_{\text{Н}}$ и проводят линию S.

Вычислив параметры первого и второго слоев, для интерпретации оставшейся части — кривой типа К подбирают палетку Q—К—ν_2. Бланк с кривой накладывают на новую палетку так, чтобы точка Н $(x_{\text{Н}}, y_{\text{Н}})$ совместилась с линией ν_2 (см. рис. 17). Соблюдая параллельность осей, бланк перемещают относительно палетки и находят такое положение, при котором зона максимума и участки спада справа и слева от него наилучшим образом расположатся между палеточными кривыми. При этом точка Н $(x_{\text{Н}}, y_{\text{Н}})$ должна лежать на линии ν_2, а линия S — обязательно проходить на несколько миллиметров левее основного креста палетки Q—К—ν_2. Фиксируют

---

[1] Возможен и обратный вариант.

положение креста на бланке и считывают координаты характерной точки $x_К$, $y_К$. Через нее под углом 135° к оси абсцисс проводят смещенную линию T. Снимаемые с палетки основные показания ν_2'' и μ_2'' относятся уже к третьему слою. Согласно принципу эквивалентности по T $\nu_2''\mu_2'' = \nu_3'\mu_3'$, где $\nu_3' = h_3/x_Н$; $\mu_3' = \rho_3/y_Н$.

Отсюда

$$h_3 = x_Н y_П \left(\frac{\nu_2''\mu_2''}{\rho_3}\right). \tag{175}$$

Среднее геометрическое удельное сопротивление опорного горизонта вычисляют по формуле

$$\rho_{m_4} = y_К \mu_4',$$

где μ_4' — модуль правой нисходящей ветви кривой, который также снимается с палетки.

Поперечное сопротивление разреза вычисляют по формуле

$$T = x_Н y_П (1 + \nu_2''\mu_2'') = T_1 (1 + \nu_2'\mu_2' + \nu_2''\mu_2''), \tag{176}$$

Отсюда среднее поперечное сопротивление

$$\rho_t = \frac{T}{h_1 + h_2 + h_3}. \tag{177}$$

Рассмотрим еще один пример — интерпретацию кривой типа КН. Она состоит из двух частей: левой ветви в виде кривой типа К и правой ветви — кривой типа Н. Левую ветвь интерпретируют как отдельную трехслойную кривую. Не останавливаясь на описании отдельных этапов и операций, отметим, что для интерпретации используют палетку Q—К—ν_2, по которой находят параметры первого и второго слоев, а также численное значение координат характерной точки К ($x_К$, $y_К$). На бланке через эту точку проводят смещенную линию T.

Далее переходят к интерпретации правой ветви — кривой типа Н. Для выбора палетки приближенно оценивают величину отношения $\nu_3' = h_3/x_К$. Бланк с заданной кривой накладывают на выбранную палетку и совмещают точку К($x_К$, $y_К$) с линией ν_2. Соблюдая параллельность осей и удерживая точку К на линии ν_2, бланк сдвигают вверх или вниз так, чтобы зона минимума и восходящие ветви слева и справа от него наилучшим образом расположились между теоретическими кривыми или, еще лучше, совпали с ними. С палетки снимают следующие показания: ν_2'', μ_2'' — модули палеточной кривой, с которой хорошо совместилась интерпретируемая ветвь заданной кривой, численные значения координат характерной точки $x_Н$, $y_Н$ и модуль правой восходящей ветви $\mu_4' = \rho_4/y_Н$. На бланке через точку Н проводят линию S.

Согласно принципу эквивалентности по S

$$\nu_2''/\mu_2'' = \nu_3'/\mu_3', \quad где \quad \nu_3' = h_3/x_К; \quad \mu_3' = \rho_3/y_К.$$

Отсюда

$$h_3 = \rho_3 \frac{x_K}{y_K} \cdot \frac{\nu_2''}{\mu_2''}. \tag{178}$$

Среднее геометрическое удельное сопротивление опорного слоя

$$\rho_{m_4} = y_H \mu_4'.$$

Суммарная продольная проводимость

$$S = \frac{x_K}{y_K}\left(1 + \frac{\nu_2''}{\mu_2''}\right) = S_1\left(1 + \frac{\nu_2'}{\mu_2'} + \frac{\nu_2''}{\mu_2''}\right). \tag{179}$$

Последнюю величину можно уточнить по точке пересечения линии S с одной из основных осей бланка ($\rho_к = 1$; 10 или 100). Если окажется, что два значения различаются между собой, то надо искать ошибку прежде всего в оценке μ_2'', а уж затем уточнить координаты x_K, y_K, которые были найдены по палетке Q—K—ν_2. Величина ν''_2 снимается точно. Она равна, как известно, модулю палетки. Выполнив контроль, определяют суммарную мощность $H = h_1 + h_2 + h_3$ и среднее продольное сопротивление $\rho_l = H/S$.

При интерпретации многослойных кривых, полученных для разреза с числом слоев больше четырех, после каждого этапа надо делать контроль результатов по S или T. Ошибки могут накапливаться. Поэтому, найдя параметры всех слоев, целесообразно построить полную кривую зондирования графическим способом. Совпадение этой кривой с заданной в пределах ошибки полевых измерений будет свидетельствовать о высоком качестве интерпретации.

§ 24. УСКОРЕННЫЙ СПОСОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ КРИВЫХ ВЭЗ С ПОМОЩЬЮ КОМБИНИРОВАННЫХ ПАЛЕТОК

В электроразведке давно известны способы экспресс-интерпретации с помощью двухслойной палетки и вспомогательных палеток LCH, LCA, LCK и LCQ. Эти способы подробно описаны в книгах А. Н. Заборовского (1963) и Е. Н. Каленова (1957). А. К. Козырин (1959) предложил по опыту каротажа перевернуть вспомогательные палетки на 180° и объединить их с двухслойными. Такие комбинированные палетки оказались весьма удобными для предварительной интерпретации кривых ВЭЗ. Они входят в альбом сводных палеток (Матвеев, 1964) под названием НА — сводная и QK — сводная. В. К. Хмелевской (1970) усовершенствовал комбинированные палетки и опробовал ускоренный способ на фактическом материале.

На комбинированных палетках Козырина — Хмелевского (см. рис. 42) справа в первом и четвертом квадрантах даны двухслойные кривые, соответственно, для $\mu_2 > 1$ и $\mu_2 < 1$, а слева во втором и третьем квадрантах — вспомогательные палетки LCH—LCA или LCQ—LCK, перевернутые на 180°. На последних помимо основных линий ν_2 и μ_2 проведены линии равных относительных проводимостей

ν_2/μ_2 (на палетках типа Н—А) и равных поперечных сопротивлений $\nu_2\mu_2$ (на палетках типа Q—К). Кроме этого двусторонними стрелками показаны возможные пределы применимости принципа эквивалентности (для 5%-й ошибки). Благодаря густой сети кривых и наличию соответствующих шкал значительно облегчена интерполяция и отсчет искомых параметров.

Для интерпретации с помощью комбинированных палеток (рис. 42) отбирают неискаженные кривые с четко выраженными левой ветвью, экстремумом или участком перегиба и правой асимптотической ветвью. Тип кривой должен быть определен безошибочно. Сопоставляя ее левую ветвь с двухслойной палеткой, находят параметры первого слоя h_1, ρ_1 и эквивалентный модуль $\mu_{2_{экв}}$. Затем оценивают параметр μ_2, и бланк с кривой накладывают на палетку так, чтобы точка с координатами h_1, ρ_1 совместилась с линией μ_2 палетки. Удерживая начало координат на этой линии и сохраняя параллельность осей, сдвигают бланк относительно палетки до тех пор, пока правая асимптотическая ветвь кривой не совпадет с одной из двухслойных кривых в правой части палетки (или наилучшим образом расположится между ними). Из последнего положения бланк можно переместить немного вверх или вниз вдоль линии $\nu_2/\mu_2 = \text{const}$ (или $\nu_2\mu_2 = \text{const}$) и убедиться в действии принципа эквивалентности. По двум предельным положениям начала координат определяют наименьшее и наибольшее значения параметров ν_2 и μ_2 при постоянном параметре ν_2/μ_2 (или $\nu_2\mu_2$). По точке пересечения линии S палетки с одной из горизонтальных осей бланка считывают значение S. Искомые значения мощностей и сопротивлений вычисляют по формулам (165), (166), (170)—(172) в зависимости от типа кривой. Для контроля можно использовать формулы (167)—(169) и (173), (174).

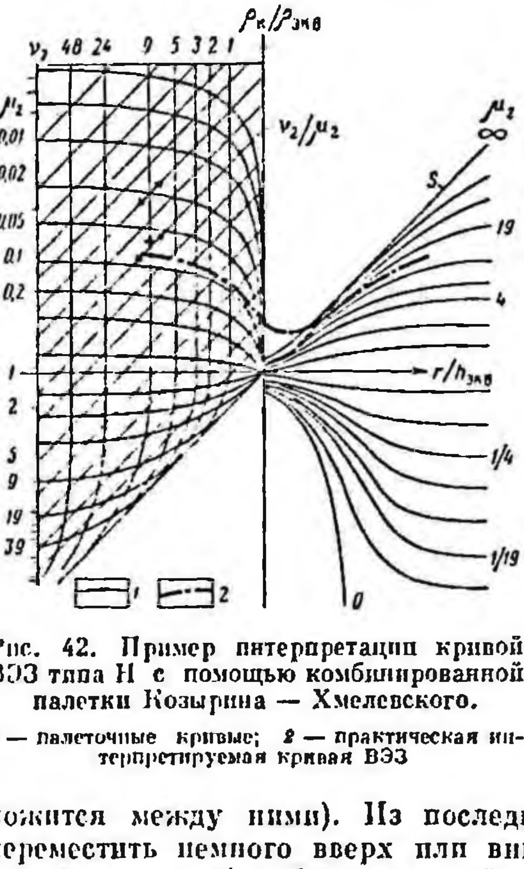


Рис. 42. Пример интерпретации кривой ВЭЗ типа Н с помощью комбинированной палетки Козырина — Хмелевского.

1 — палеточные кривые; 2 — практическая интерпретируемая кривая ВЭЗ

Е. Н. Каленов (1957) исследовал ошибки интерпретации кривых ВЭЗ при раздельном пользовании двухслойными и вспомогательными палетками. Исследования показали, что наиболее благоприятны для описанного способа кривые типа Н. Погрешности интерпретации не превышают 10% (преимущественно с положительным знаком) при условии, что $\rho_3/\rho_2 \geq 5$ и $\nu_2 > 0{,}5$. Возможности применения способа для интерпретации кривых типа А довольно ограничены. Ошибки (преимущественно с положительным знаком) быстро возрастают с уменьшением ν_2 и увеличением μ_2.

При интерпретации кривых типа К ошибки не превышают 10%, если $\nu_2 > 0{,}5$ и $\mu_3 \leq 1$. Когда $\mu_3 > 1$, ошибки резко возрастают. Кривые типа Q можно интерпретировать этим способом лишь при $\nu_2 > 1$.

§ 25. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ПОМОЩЬЮ СВОДНЫХ ПАЛЕТОК

Вопросы палеточной интерпретации амплитудных и фазовых кривых МТЗ рассмотрены в монографии М. Н. Бердичевского (1968), а также в его работах с Т. Н. Завадской (1971), А. С. Сафоновым (1972) и другими (1969—1973). Для составления палеток используют таблицы импедансов (Тихонов, Ломакина, Шахсуваров, 1962) и результаты непосредственного расчета кажущихся сопротивлений и фаз на ЭВМ по известным алгоритмам (см. гл. VI). При интерпретации кривых МТЗ применяют преимущественно двух- и трехслойные палетки и вспомогательные номограммы. Многослойные кривые по опыту ВЭЗ интерпретируют по частям, слева направо, основываясь на принципе эквивалентных замен по правилу Гуммеля. Вследствие независимости плоского поля от анизотропии горизонтальных напластований, правило Гуммеля остается справедливым для всех типов кривых МТЗ. Иными словами, любую слоистую пачку пород можно заменить одним слоем с эквивалентными мощностью и удельным сопротивлением, равным, соответственно,

$$h_{\text{экв}} = \sum h_i; \quad \rho_{\text{экв}} = \sum h_i / \sum S_i, \tag{180}$$

где h_i — мощности отдельных пропластков; S_i — продольные проводимости отдельных пропластков.

Для ускоренной приближенной интерпретации амплитудных и фазовых кривых МТЗ В. К. Хмелевской и А. С. Сафонов (1972) составили номограммы-палетки, подобные комбинированным палеткам ВЭЗ (см. § 24).

Рассмотрим приемы интерпретации кривых МТЗ с помощью сводных палеток (Матвеев, 1966).

Интерпретация амплитудных[1] кривых типа Н и А

На сводных палетках $|\rho_T|$—Н—А—ν_2 трехслойные кривые типа Н и А для фиксированного модуля ν_2 сгруппированы так, что их правые ветви в диапазоне от $\rho_3 = \rho_1$ до $\rho_3 = \infty$ аппроксимируются двухслойными графиками. При таком расположении

[1] Волновые кривые частотного зондирования интерпретируют аналогично (если $\rho_3 \neq \infty$).

теоретических кривых их главные экстремумы оказываются сближенными между собой, что весьма удобно для интерпретации. На палетках имеются: общая линия S, линия ν_2 — геометрическое место всех начал координат x_1, y_1, где

$$x_1 = \sqrt{T_1} = \frac{8h_1}{\sqrt{10\rho_1}}; \quad y_1 = \rho_1, \tag{180}$$

и общая точка — пересечения главных осей, представляющая собой геометрическое место всех опорных точек с координатами

$$x_2 = \sqrt{T_2} = \frac{8(h_1+h_2)}{\sqrt{10\rho_l}}; \quad y_2 = \rho_l = \frac{h_1+h_2}{h_1/\rho_1 + h_2/\rho_2}. \tag{181}$$

Рассмотрим приемы интерпретации кривой типа H для общего случая, когда $\rho_3 \neq \infty$. Кривую вычерчиваем на билогарифмическом бланке с масштабным коэффициентом $M = 6{,}25$ см. Пусть она имеет короткую левую ветвь, минимум и пологую правую ветвь, восходящую под углом, меньшим 63°. Если нет никаких сведений о разрезе, палетку находим путем перебора.

Бланк с интерпретируемой кривой накладываем на палетку и добиваемся наилучшего совмещения кривых в области минимума, левой и правой ветвей. На бланке отмечаем следующие элементы: абсциссы точек пересечения линии S палетки с горизонтальными осями бланка

$$|\rho_T| = 1 - \sqrt{T_S^{(1)}};$$

$$|\rho_T| = 10 - \sqrt{T_S^{(10)}};$$

$$|\rho_T| = 100 - \sqrt{T_S^{(100)}}$$

начало координат интерпретируемой кривой x_1, y_1 и координаты опорной точки x_2, y_2 (по точке пересечения главных осей — кресту палетки). Далее определяем основные модули аппроксимирующей кривой ν_1^{*} и μ_2', правую асимптоту или модуль $\mu_3 = \rho_3/y_2$ (при $\rho_3 = \infty$ правой асимптотой, как известно, служит линия S).

Суммарную продольную проводимость вычисляем трижды

$$S = 356\sqrt{T_S^{(1)}};$$

$$S = 112{,}5\sqrt{T_S^{(10)}}; \tag{182}$$

$$S = 35{,}6\sqrt{T_S^{(100)}}.$$

Результаты трех определений осредним.

По формулам (180) вычисляем параметры первого слоя, среднее продольное удельное сопротивление его и мощность:

$$\rho_{l_1} = y_1; \quad h_1 = \frac{\sqrt{10}}{8} x_1 \sqrt{y_1} = 0{,}395 x_1 \sqrt{y_1}. \tag{183}$$

Полученные результаты проверяем по формуле:

$$h_1 = \rho_{l_1} S_1 = \rho_{l_1} \frac{S}{1+(\nu_2'/\mu_2')}. \tag{184}$$

Если два значения h_1, вычисленные по формулам (183), (184), сильно расходятся, то надо снова обратиться к палетке и проверить правильность снятия исходных данных.

Исход дальнейшей интерпретации зависит от степени влияния принципа эквивалентности. Согласно выводам § 6 при $\nu_2 < 1$ область эквивалентных решений может быть очень широкой. В таком случае однозначно определяется лишь проводимость второго слоя

$$S_2 = S_1(\nu_2'/\mu_2'); \quad S_2 = S - S_1. \tag{185}$$

Для вычисления его мощности и удельного сопротивления необходимо располагать дополнительной информацией. Если известно удельное сопротивление ρ_2, то однозначно находят мощность

$$h_2 = \rho_2(S - S_1); \quad h_2 = \rho_2 \frac{h_1}{\rho_1} \cdot \frac{\nu_2'}{\mu_2'}. \tag{186}$$

Когда же известна мощность, то вычисляют удельное сопротивление

$$\rho_2 = \frac{h_2}{S - S_1}; \quad \rho_2 = h_2 \frac{\rho_1}{h_1} \cdot \frac{\mu_2'}{\nu_2'}. \tag{187}$$

При $\nu_2 > 1$ область эквивалентных решений ограничена верхним и нижним пределом ошибки полевых наблюдений. В таком случае при нормальном законе распределения ошибок совпадение интерпретируемой и палеточной кривых будет свидетельствовать об идентичности моделей разрезов. Параметры разреза найдем по следующим формулам:

$$\begin{gathered} \rho_l \approx y_2; \quad H = h_1 + h_2 \approx y_2 S; \\ h_2 \approx h_1 \nu_2'; \quad h_2 \approx y_2 S - h_1. \end{gathered} \tag{188}$$

Отсюда

$$S = (h_1 + h_2)/\rho_l;$$

$$x_2 = 8(h_1 + h_2)/\sqrt{10\rho_l}.$$

Из системы двух уравнений найдем:

$$\begin{gathered} h_1 + h_2 = x_2^2/6{,}4S; \\ h_2 = \frac{x_2^2}{6{,}4S} - h_1. \end{gathered} \tag{189}$$

При интерпретации многослойных кривых точка с координатами x_2, y_2 принимается за начало координат следующей трехслойной ветви.

Для кривых типа А (и соответствующих им разрезов) принцип эквивалентности действует в широких пределах. Поэтому полная послойная интерпретация возможна лишь в частном случае, когда известен один из параметров промежуточного слоя. Кривые типа A интерпретируют так же, как и кривые типа H, используя для вычисления параметров разреза формулы (182)—(187). Формулы же (188), (189) применимы только при $\nu_2 > 4$ и $\mu_2 < 16$.

Интерпретация амплитудных кривых типа K и Q

Кривые МТЗ типа K и Q симметричны соответствующим кривым типа H и A. Поэтому для их интерпретации также используют палетки типа $|\rho_T|$ —H—A—ν_2. Своеобразие методики интерпретации заключается в том, что бланк с вычерченной на нем кривой типа K поворачивают на 180° относительно горизонтальной оси и накладывают его лицевой стороной на палетку. Выбор подходящей палетки и сопоставление интерпретируемой кривой с одной из теоретических осуществляют так же, как и в случае с кривой типа H.

После удачного подбора палетки и совмещения кривых на оборотной стороне прозрачного бланка отмечают карандашом (не считывая числовые значения) следующие элементы: точки пересечения линии S с горизонтальными осями $|\rho_T| = 1$; 10; 100, начало координат интерпретируемой кривой x_1, y_1, опорную точку (по кресту палетки) x_2, y_2. Определяют основные модули палеточной аппроксимирующей кривой $(\nu_2')_H$ и $(\mu_2')_H$, а также положение правой асимптоты или ее модуль $(\mu_3')_H = \rho_3/y_2$.

Далее, перевернув бланк, восстанавливают на его лицевой стороне отмеченные элементы и только теперь считывают числовые значения абсцисс точек пересечения ($\sqrt{T_H^{(1)}}$, $\sqrt{T_H^{(10)}}$, $\sqrt{T_H^{(100)}}$) и координат x_1, y_1, x_2 и y_2.

Суммарную мощность (в километрах) вычисляют трижды по формулам

$$H = 0{,}356\sqrt{T_H^{(1)}};$$
$$H = 1{,}125\sqrt{T_H^{(10)}}; \quad (190)$$
$$H = 3{,}56\sqrt{T_H^{(100)}}.$$

По координатам x_1 и y_1 находят параметры первого слоя:

$$\rho_{l_1} = y_1; \quad h_1 = 0{,}395 x_1 \sqrt{y_1}; \quad (191)$$
$$S = h_1/\rho_{l_1}.$$

Отсюда мощность второго слоя

$$h_2 = H - h_1. \quad (192)$$

В соответствии с условиями симметрии (86) запишем:

$$(\nu_2')_H = \left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_K; \quad (\mu_2')_H = \left(\frac{1}{\mu_2'}\right)_K; \quad (\mu_3')_H = \left(\frac{1}{\mu_3'}\right)_K;$$

$$(\nu_2')_K = \left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_H; \quad (\mu_2')_K = \left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_H; \quad (\mu_3')_K = \left(\frac{1}{\mu_3'}\right)_H.$$

Для контроля и приближенной оценки удельного сопротивления второго слоя используют модули аппроксимирующей кривой и их симметричные значения.

$$H = h_1[1+(\nu_2')_K] = h_1\left[1+\left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_H\right]; \qquad (193)$$

$$S = S_1 + S_2 \approx S_1\left[1+\left(\frac{\nu_2}{\mu_2}\right)_K\right] \approx S_1[1+(\nu_2')_H]; \qquad (194)$$

$$h_1 = \frac{H}{1+(\nu_2')_K} = \frac{H}{1+(\nu_2'/\mu_2')_H}; \qquad (195)$$

$$\rho_2 = \frac{h_2}{S_2} \approx \frac{H-h_1}{S-S_1}; \qquad \rho_l \approx H/S. \qquad (196)$$

По формулам (193)—(196) H и h_1 определяются однозначно, а параметры S_1, ρ_l и ρ_2 и $(\mu_2')_K$ в силу существования принципа эквивалентности по Н могут варьировать в широких пределах. И лишь в частном случае при сравнительно большой мощности второго слоя ($\nu_2 > 4$) и относительно низком его сопротивлении ($\mu_2 < 8$) они близки к истинным.

Кривые МТЗ типа Q интерпретируют аналогично по палеткам $|\rho_T|$ —Н—А—ν_2. Разница заключается лишь в том, что перевернув бланк, их сопоставляют с палеточными кривыми типа А. Условия симметрии и формулы (193)—(196) запишутся в таком виде:

$$(\nu_2')_A = \left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_Q; \quad (\mu_2')_A = \left(\frac{1}{\mu_2'}\right)_Q; \quad (\mu_3')_A = \left(\frac{1}{\mu_3'}\right)_Q;$$

$$(\nu_2')_Q = \left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_A; \quad (\mu_2')_Q = \left(\frac{1}{\mu_2'}\right)_A; \quad (\mu_3')_Q = \left(\frac{1}{\mu_3'}\right)_A;$$

$$H = h_1[1+(\nu_2')_Q] = h_1\left[1+\left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_A\right]; \qquad (197)$$

$$S = S_1\left[1+\left(\frac{\nu_2'}{\mu_2'}\right)_Q\right] = S_1[1+(\nu_2')_A]; \qquad (198)$$

$$h_1 = \frac{H}{1+(\nu_2')_Q} = \frac{H}{1+(\nu_2'/\mu_2')_A}; \qquad (199)$$

$$\rho_2 = \frac{h_2}{S_2} = \frac{H-h_1}{S-S_1}; \qquad \rho_l = H/S. \qquad (200)$$

Принцип эквивалентности по Н действует в узких пределах и уже при $\nu_2 > 1/2$ и $\mu_2 < 1$ по формулам (197)—(200) можно получить параметры, близкие к истинным.

Интерпретация фазовых кривых

Фазовые кривые зондирования интерпретируют с помощью сводных палеток типа φ_T—Н—А—ν_2. На палетках вычерчены трехслойные кривые типа Н и А для фиксированного модуля ν_2: сплошными линиями кривые для $\rho_3 = \infty$, пунктиром — для $\rho_3 = \rho_1$. Их правые асимптотические ветви аппроксимированы двухслойными графиками. Горизонтальная ось палетки совпадает с левой асимптотой фазовых кривых $\varphi_T = 0$ (или $\psi_T = -45°$). Она служит геометрическим местом всех начал координат ξ_1 и η_1, где

$$\xi_1 = 4h_1/\sqrt{10\rho_1}; \quad \eta_1 = 0 \quad (\text{или } -45°). \tag{201}$$

По вертикальной оси в арифметическом масштабе отложены фазы в градусах. Масштаб для φ_T—в 1 см—10°, для ψ_T — в 1 см—5°. Вертикальная ось проведена через точку с абсциссой

$$\xi_2 = \frac{4(h_1 + h_2)}{\sqrt{10\rho_l}}. \tag{202}$$

Предположим, что надо проинтерпретировать фазовую кривую типа H. Трехслойная кривая этого типа характеризуется минимумом в средней части. Ее правая ветвь круто поднимается вверх и, если $\rho_3 = \infty$, выходит на горизонтальную асимптоту с отметкой $\varphi_T = 90°$ ($\psi_T = 0$), а если $\rho_3 \neq \infty$, то образует максимум и затем устремляется вниз к горизонтальной оси. Необходимую палетку выбираем по известному параметру ν_2, найденному в результате интерпретации амплитудной кривой.

Бланк с вычерченной на нем фазовой кривой накладываем на палетку и прежде всего совмещаем их горизонтальные оси с отметкой $\varphi_T = 0$ ($\psi_T = -45°$). Затем бланк перемещаем по горизонтали до тех пор, пока интерпретируемую кривую не совместим с одной из палеточных. На горизонтальной оси бланка считываем абсциссу начала координат ξ_1, модули аппроксимирующей кривой μ_2' и палетки ν_2', а также отмечаем абсциссу креста палетки ξ_2.

По найденному значению ξ_1 вычисляем параметры первого слоя:

$$h_1/\sqrt{\rho_1} = (\sqrt{10}/4)\,\xi_1 = 0{,}79\xi_1, \tag{203}$$

а по известным модулям ν_2^* и μ_2^*

$$S/S_1 = 1 + \nu_2^*/\mu_2^*.$$

На фазовые кривые так же, как и на амплитудные, распространяется принцип эквивалентности по S. Поэтому при $\nu_2 \leqslant 1$ приходится ограничиться полученными результатами. Если $\nu_2 > 1$, то можно использовать и абсциссу ξ_2, а именно

$$\frac{h_1 + h_2}{\sqrt{\rho_l}} = (\sqrt{10}/4)\,\xi_2 = 0{,}79\xi_2. \tag{204}$$

Обычно фазовые кривые зондирования интерпретируют в комплексе с амплитудными, так как результаты интерпретации взаимно контролируют и обогащают друг друга. При интерпретации многослойных кривых точку с координатами ξ_2, η_2 принимают за начало координат следующей части кривой, которую также аппроксимируют трехслойным графиком и т. д. Более подробно об интерпретации фазовых кривых МТЗ можно прочитать в работах М. Н. Бердичевского и А. С. Сафонова (1972), А. С. Сафонова (1972), Г. Н. Анищенко (1965).

§ 26. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ (ДЛЯ ДАЛЬНЕЙ ЗОНЫ) С ПОМОЩЬЮ ТРЕХСЛОЙНЫХ ПАЛЕТОК

В практике электроразведки применяют модификации зондирования, основанные на изучении поздней стадии становления поля. Поэтому результаты наблюдений содержат информацию преимущественно о глубоких частях геоэлектрического разреза. Эффекты, обусловленные влиянием анизотропии верхней его толщи, проявляются на ранней стадии и воспринимаются как помехи. Большие искажения в ход кривой кажущегося сопротивления вносят различные горизонтальные неоднородности, например, наклон опорного горизонта свыше 1°, локальные объекты, разрывные нарушения и сами искомые структуры. Сильно искаженные кривые интерпретируют только качественно. Для палеточной интерпретации отбирают такой материал, в котором уровень искажений не превышает ошибки полевых измерений.

Предварительно по правой ветви кривой определяют суммарную продольную проводимость (см. § 27) и численными приближенными способами оценивают величины параметров разреза. Затем подбирают соответствующую палетку. В настоящем параграфе рассмотрены приемы интерпретации кривых становления магнитного поля [1].

Кривые зондирования интерпретируют с помощью трехслойных палеток. По имеющемуся расчетному материалу (Тихонов, Скугаревская, Фролов, 1963) автором составлены палетки двух типов. На палетках первого типа собраны (как у Л. Л. Ваньяна) кривые зависимости

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} = f\left(\frac{\tau_1}{h_1}, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{h_2}{h_1}, \frac{r}{h_1}\right).$$

Они построены в двойном логарифмическом масштабе с модулем $M = 6{,}25$ см (см. рис. 43). На палетках второго типа представлены кривые вида

$$Y = F\left(X, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{h_2}{h_1}, \frac{r}{h_1}\right),$$

где

$$Y = \frac{\rho_\tau/\rho_1}{(r/h_1)(S_1/S)}; \qquad X = \frac{\tau_1/h_1}{2\pi\sqrt{(r/h_1)(S/S_1)}} \tag{205}$$

---

[1] Описанные приемы легко трансформировать для интерпретации амплитудных кривых частотного зондирования.

Они также составлены в двойном логарифмическом масштабе, но с увеличенным вдвое модулем $M = 12{,}5$ см (рис. 44).

На каждой палетке имеется совокупность кривых, рассчитанных для фиксированных параметров трехслойного разреза μ_2, ν_2 и разных относительных разносов $d = r/h_1$. Удельное сопротивление подстилающего основания (опорного слоя) принято бесконечно большим. Левые ветви кривых на палетках первого типа сближены, а правые расходятся в зависимости от разноса. Чем больше разнос, тем больше относительное превышение $\rho_{\tau_{max}}/\rho_{\tau_{min}}$. Правые ветви кривых на палетках второго типа почти сливаются при любом разносе, а левые расходятся. Такое расположение палеточных кривых представляет некоторые удобства при интерпретации поздней стадии становления поля.

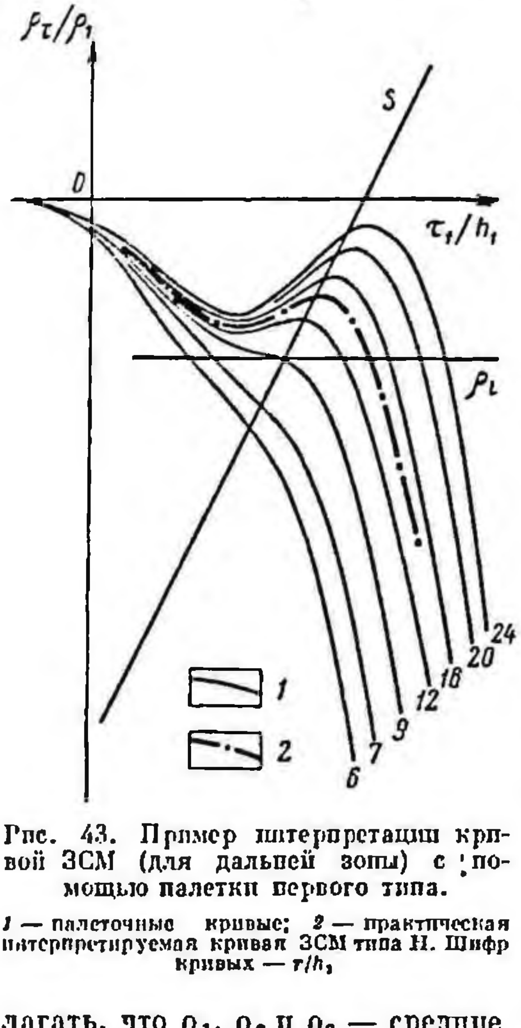


Рис. 43. Пример интерпретации кривой ЗСМ (для дальней зоны) с помощью палетки первого типа.

1 — палеточные кривые; *2* — практическая интерпретируемая кривая ЗСМ типа Н. Шифр кривых — r/h_1

Основной целью интерпретации по палеткам так же, как и приближенными способами, является определение глубины залегания опорного горизонта. В соответствии с правилами эквивалентности всю верхнюю толщу пород до $(n-2)$-го слоя включительно заменяем одним фиктивным слоем, а остающуюся часть аппроксимируем эквивалентным трехслойным разрезом с параметрами: h_1, h_2; ρ_1, ρ_2, $\rho_3 = \infty$, где будем полагать, что ρ_1, ρ_2 и ρ_3 — средние продольные удельные сопротивления. Рассмотрим основные приемы интерпретации по палетке первого типа (рис. 43).

Палетку находим путем перебора. Бланк с интерпретируемой кривой накладываем на палетку и добиваемся наилучшего совмещения кривых в области максимума, минимума и соединяющей их ветви. При этом самая левая часть интерпретируемой кривой может не совпадать с палеточной кривой вследствие неизбежных искажений результатов на малых временах. Самая правая часть кривой также может отличаться от теоретической кривой из-за неточного снятия регистрируемой разности потенциалов на больших временах, близких к концу процесса становления, в частности, по причине неточного определения нулевой линии (начала отсчета).

По достижении наилучшего совмещения кривых на бланке отмечаем: начало координат кривой $\sqrt{2\pi t_1}$, ρ_1, абсциссу точки пересечения линии S палетки с горизонтальной единичной осью бланка $\sqrt{2\pi t_S}$, модули палеточной кривой ν_2', μ_2' и $d = r/h_1$. Последний находим путем интерполяции между двумя соседними теоретическими кривыми. Вычисляем суммарную продольную проводимость

$$S = 503\sqrt{2\pi t_S}.$$

По абсциссе начальной точки

$$\sqrt{2\pi t_1} = \frac{8h_1}{\sqrt{10\rho_1}}$$

находим мощность первого слоя (в километрах):

$$h_1 = \frac{\sqrt{10}}{8}\sqrt{\rho_1}\sqrt{2\pi t_1} = 0{,}395\sqrt{\rho_1}\sqrt{2\pi t_1}. \qquad (206)$$

Полученный результат проверяем двумя способами. Сначала по величине относительного разноса

$$d = r/h_1; \qquad h_1 = r/d.$$

Затем по известному соотношению

$$S_1 = \frac{h_1}{\rho_1} = \frac{S}{1+\nu_2'/\mu_2'}; \qquad h_1 = \frac{\rho_1 S}{1+\nu_2'/\mu_2'}. \qquad (207)$$

Если все три величины h_1 сильно расходятся, то надо снова обратиться к палетке, проверить правильность снятия исходных данных. При необходимости следует заменить палетку.

Так как

$$S_2 = \frac{h_2}{\rho_2} = S_1\frac{\nu_2'}{\mu_2'}; \qquad h_2 = h_1\frac{\rho_2}{\rho_1}\cdot\frac{\nu_2'}{\mu_2'},$$

то окончательный результат — глубину залегания опорного горизонта получим по формуле:

$$H = h_1 + h_2 + h_3 = h_1[1 + (\rho_2/\rho_1)(\nu_2'/\mu_2')].$$

В частном случае, когда $h_2 \gg h_1$,

$$H \approx h_1(1 + \nu_2').$$

Величина отношения ρ_2/ρ_1, как было показано выше, обычно выдержана по простиранию на больших площадях.

Для интерпретации по палеткам второго типа (рис. 44) наблюденную кривую ЗСМ вычерчиваем на бланке с увеличенным вдвое масштабным коэффициентом (M = 12,5 см). Если таких бланков нет, то заранее готовим на ватмане билогарифмическую сетку и пользуемся ею как шаблоном.

Прежде всего определяем S по одной из ближайших палеток, или по уточненной палетке поздней стадии (см. § 27). Затем на бланке с интерпретируемой кривой проводим две прямые: линию S и горизонтальную с ординатой $\rho_\tau = r/S$. Бланк с кривой накладываем на выбранную палетку так, чтобы область максимума и правая ниспадающая ветвь наилучшим образом совместились с палеточной кривой, а левая ветвь расположилась между двумя теоретическими кривыми в соответствии с их формой. Если величина S определена правильно, то горизонтальная ось палетки должна пройти через ординату $\rho_\tau = r/S$. В противном случае либо палетка выбрана неудачно, либо интерпретируемая кривая сильно искажена. Допустим, что все указанные элементы совместились удовлетворительно и левая ветвь интерпретируемой кривой проходит между двумя палеточными кривыми с шифром d_1 и d_2. Уточняем величину S, записываем модули ν_2' и μ_2'. Координаты начальной точки $\sqrt{2\pi t_1}$ и ρ_1, а также искомое значение d находим путем интерполяции по вертикали.

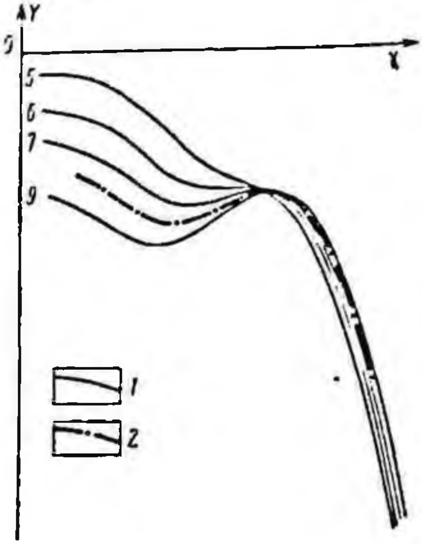


Рис. 44. Пример интерпретации кривой ЗСМ с помощью палетки второго типа.

1 — палеточные кривые; 2 — практическая интерпретируемая кривая ЗСМ типа II. Шифр кривых — r/h_1

Для фиксированного X находим две ординаты: Y_1 и Y_2 для двух разносов d_1 и d_2. Логарифмируем их и для удобства обозначаем так:

$$\eta_1 = \lg d_1; \qquad \eta_2 = \lg d_2; \qquad \eta = \lg d;$$

$$\xi_1 = \lg Y_1, \qquad \xi_2 = \lg Y_2; \qquad \xi = \lg Y,$$

где d — искомое значение; $Y = \frac{\rho_\tau}{r/S}$ — ордината интерпретируемой кривой. По формуле линейной интерполяции

$$\eta = \eta_2 + (\xi - \xi_2)\frac{\eta_2 - \eta_1}{\xi_2 - \xi_1}$$

определяем $\eta = \lg d$, а отсюда и $d = r/h_1$. Подобную операцию можно повторить для другой абсциссы. Убедившись в правильности результата, вычисляем мощность первого фиктивного слоя $h_1 = r/d$. Суммарную мощность H определяем так же, как и по палеткам первого типа.

Палеточные способы были опробованы автором совместно с М. Н. Юдиным при повторной интерпретации результатов наблюдений в Пермской области (Матвеев, Юдин, 1965).

§ 27. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СУММАРНОЙ ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПО УТОЧНЕННЫМ ПАЛЕТКАМ ПОЗДНЕЙ СТАДИИ

Суммарную продольную проводимость S обычно находят с помощью двухслойной палетки или палетки поздней стадии (Ваньян, Бобровников, 1963). Если наблюденные кривые не искажены, то, как показали наши исследования, ошибки определения S достигают $\pm(10 \div 15)\%$. Обычно по двухслойной палетке получаются завышенные значения, а по палетке поздней стадии — заниженные. Большие ошибки при определении S объясняются ограниченными возможностями двухслойных палеток и палеток поздней стадии при интерпретации многослойных кривых зондирования, что было показано в гл. II. Для более надежного определения параметра S автором составлены уточненные палетки поздней стадии (Матвеев, Бушуев, 1966). В качестве исходных данных были использованы результаты точных расчетов кажущегося сопротивления для трехслойных сред типа H и A и конечных разносов установки r/h_1 (Тихонов, Скугаревская, Фролов, 1963).

Палетки построены в двойном логарифмическом масштабе с масштабным коэффициентом (модулем) $M = 6{,}25$ см. По оси абсцисс отложены отношения

$$X=\frac{\tau_1/h_1}{2\pi\sqrt{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S}{S_1}}},$$

а по оси ординат

$$Y=\frac{\rho_\tau/\rho_1}{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S_1}{S}}=\frac{\rho_\tau}{r/S},$$

где $\tau_1=\sqrt{10^7 2\pi t\rho_1}$ — параметр становления поля в первом пласте (рис. 45). Горизонтальная ось проведена через ординату

$$Y_1=\frac{\rho_\tau/\rho_1}{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S_1}{S}}=\frac{\rho_\tau}{r/S}=1. \qquad (208)$$

а вертикальная ось через абсциссу

$$X_1=\frac{\tau_1/h_1}{\sqrt{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S}{S_1}}}=\frac{\sqrt{10^7}\sqrt{2\pi t}}{\sqrt{rS}}=1. \qquad (209)$$

Уравнение линии S в координатах X и Y имеет следующий вид:

$$\frac{\rho_\tau/\rho_1}{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S_1}{S}}=\left(\frac{\tau_1/h_1}{2\pi\sqrt{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S}{S_1}}}\right)^2 \quad \text{или} \quad \frac{\rho_\tau}{r/S}=\left(\frac{503\sqrt{2\pi t}}{\sqrt{rS}}\right)^2. \qquad (210)$$

Линия S пересекает горизонтальную ось палетки $Y_1 = 1$ в точке с абсциссой

$$\frac{\tau_1}{h_1} = 2\pi\sqrt{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S}{S_1}} \quad \text{или} \quad \sqrt{2\pi t} = \frac{\sqrt{rS}}{503}, \qquad (211)$$

а горизонтальную ось бланка с отметкой $\rho_\tau = 1$ в точке с абсциссой

$$\sqrt{2\pi t_S} = S/503. \qquad (212)$$

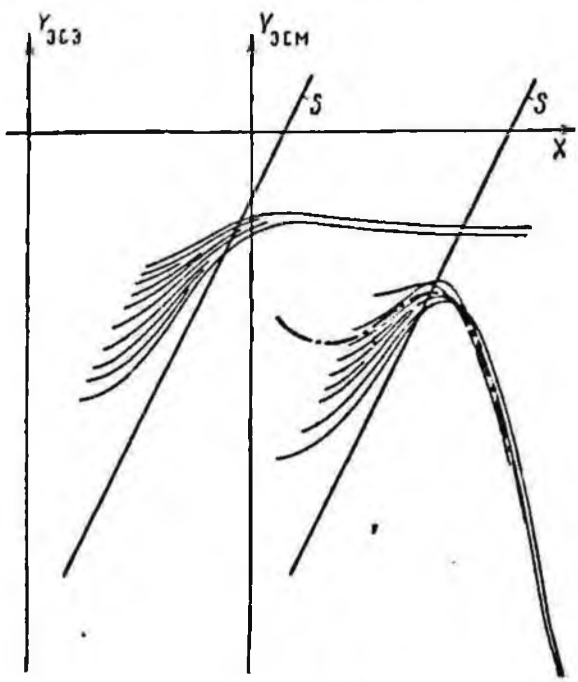


Рис. 45. Уточненные палетки поздней стадии для определения суммарной продольной проводимости S по кривым ЗС типа II

Для определения S бланк с интерпретируемой кривой накладывают на палетку так, чтобы она большинством своих точек в зоне максимума, а также левой и правой ветвей совместилась с одной из теоретических кривых палетки. Из выражений (208)—(212) следует, что суммарную продольную проводимость можно определить четырьмя способами:

1) по ординате горизонтальной оси палетки (208)

$$S^{I} = r/\rho_\tau;$$

2) по абсциссе вертикальной оси (209)

$$S^{II} = \frac{10^7\,(\sqrt{2\pi t^{II}})^2}{r};$$

3) по абсциссе точки пересечения линии S с горизонтальной осью палетки (211)

$$S^{III} = \frac{503^2\,(\sqrt{2\pi t^{III}})^2}{r};$$

4) по абсциссе точки пересечения линии S с горизонтальной осью бланка $\rho_\tau = 1$ (212)

$$S^{IV} = 503\sqrt{2\pi t^{IV}}.$$

Если после совмещения кривой с палеткой и вычислений по формулам окажется, что все четыре значения S совпадают с точностью до 5%, то это значит, что S определено правильно и кривая не искажена. Если же они не совпадают, то можно сделать два предположения: либо неточно произведено совмещение кривой с палеткой, либо искажена интерпретируемая кривая, т. е. ее конфигурация отличается от той, какую она должна была бы иметь при отсутствии горизонтальных неоднородностей (горизонтальном положении измерительного контура). В этих случаях надо переместить бланк с кривой относительно палетки так, чтобы найденные четыре значения S возможно меньше различались по абсолютной величине. При этом левая ветвь интерпретируемой кривой тем больше отклонится от палеточных кривых, чем сильнее искажения. По палетке можно качественно оценить величину и знак искажений (например, плюс в сторону увеличения ординат, минус в сторону их уменьшения).

Для удобства интерпретации Б. Л. Гольштейн предложил использовать опорную линию, проходящую через начало координат (крест) палетки. Ее уравнение найдем из формул (208), (209):

$$\rho_\tau = r/S; \qquad S = \left[10^7 \left(\sqrt{2\pi t}\right)^2/r\right].$$

Подставив в первое выражение значение S из второго, получим:

$$\rho_\tau = r^2/\left[10^7 \left(\sqrt{2\pi t}\right)^2\right] = r^2/\left[10 \left(\sqrt{2\pi t}\right)^2\right]. \qquad (213)$$

Здесь и далее r — в километрах.

В логарифмическом масштабе

$$\lg \rho_\tau = -2 \lg \sqrt{2\pi t} + 2 \lg \left(r/\sqrt{10}\right).$$

Последнее выражение представляет уравнение прямой, наклоненной к оси абсцисс под углом —63° 26′ — геометрическое место точек — возможных положений креста палетки. Прямая пересекает ось бланка с отметкой $\rho_\tau = 10$ в точке с абсциссой $\sqrt{2\pi t} = r$. Опорная линия ограничивает произвольное перемещение бланка относительно палетки.

Описанный здесь способ позволяет получать значения S с точностью до 2%. Он был опробован во многих производственных организациях и хорошо себя зарекомендовал. Следует заметить, что некоторые геофизики, в частности из треста Татнефтегеофизика, попытались модернизировать палетку поздней стадии, составив ее из двухслойных кривых. Тем самым была выхолощена главная идея, заложенная при построении палетки — повышение точности определения S за счет учета влияния нескольких слоев. Уточненные палетки опубликованы в альбоме сводных палеток (Матвеев, 1966). Аналогичные палетки составлены для интерпретации кривых частотного зондирования (входят в тот же альбом сводных палеток).

§ 28. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ ДЛЯ БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ (ЗСБЗ) С ПОМОЩЬЮ ПАЛЕТОК ПОЗДНЕЙ СТАДИИ

Новый метод электромагнитного зондирования, основанный на изучении нестационарного поля вблизи источника, — метод ЗСБЗ разрабатывается и применяется рядом геофизических организаций (Сидоров, Тикшаев, 1969; Обухов, 1970; Кауфман, Морозова, 1970;

Рабинович, 1972 и др.). В отличие от известного метода становления поля в дальней зоне (Ваньян, Бобровников, 1963) он имеет ряд специфических особенностей не только в технике наблюдения, но и в обработке материалов, представлении результатов и их интерпретации. Для простейших установок петля—диполь или диполь—петля в Институте геологии и геофизики Сибирского отделения Академии наук (СО АН) СССР выполнены расчеты кажущихся сопротивлений, а в Сибирском научно-исследовательском институте геологии, геофизики и минерального сырья (СНИИГГИМС) составлены палетки двух- и трехслойных кривых зондирования.

Автором совместно с Б. И. Рабиновичем (1972) составлены палетки поздней стадии, которые оказались весьма удобными для интерпретации кривых ЗСБЗ. Рассмотрим принцип составления палеток и приемы пользования ими.

Уравнение правой асимптоты кривых ЗСБЗ типа Н и А, согласно (94) имеет следующий вид:

$$\frac{\rho_\tau}{\rho_1} \approx \left(\frac{\tau_1}{h_1} \cdot \frac{S_1}{2\pi S} \cdot \frac{1}{c}\right)^2,$$

где $c \approx 2{,}658$.

Запишем это уравнение в приведенных координатах, подобно тому, как это сделано в § 27. Разделим левую и правую части на произведение $(r/h_1)\,(S_1/S)$

$$\frac{\rho_\tau/\rho_1}{\frac{r}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S}} = \left(\frac{\tau_1/h_1}{2\pi c \sqrt{\frac{r}{h_1} \cdot \frac{S}{S_1}}}\right)^2. \qquad (214)$$

Обозначим

$$Y = \frac{\rho_\tau/\rho_1}{\frac{r}{h_1} \cdot \frac{S_1}{S}}; \quad X = \frac{\tau_1/h_1}{\sqrt{\frac{r}{h_1} \cdot \frac{S}{S_1}}}.$$

Тогда уравнение (214) — линии S — в координатах X и Y запишется так:

$$Y = \frac{1}{4\pi^2 c^2} X^2, \qquad (215)$$

или в логарифмическом масштабе

$$\lg Y = 2 \lg X - 2 \lg 2\pi c.$$

Это уравнение прямой, наклоненной к горизонтальной оси под углом 63° 26′.

Палетки трехслойных кривых типа Н и А, составленные в приведенных координатах X и Y, показаны на рис. 46. Серия кривых типа Н на палетке имеет общую асимптоту — линию S. Левые ветви кривых с индексом r/H расходятся, что создает предпосылку для оценки величины H. Пусть горизонтальная ось палетки проведена через ординату $Y = 1$, или

$$\frac{\rho_\tau/\rho_1}{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S_1}{S}} = \frac{\rho_\tau}{r/S} = 1, \tag{216}$$

а вертикальная ось — через абсциссу с отметкой $X = 10$ или

$$\frac{\tau_1/h_1}{\sqrt{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S}{S_1}}} = \frac{\sqrt{10^7}\,\sqrt{2\pi t}}{\sqrt{rS}} = 10. \tag{217}$$

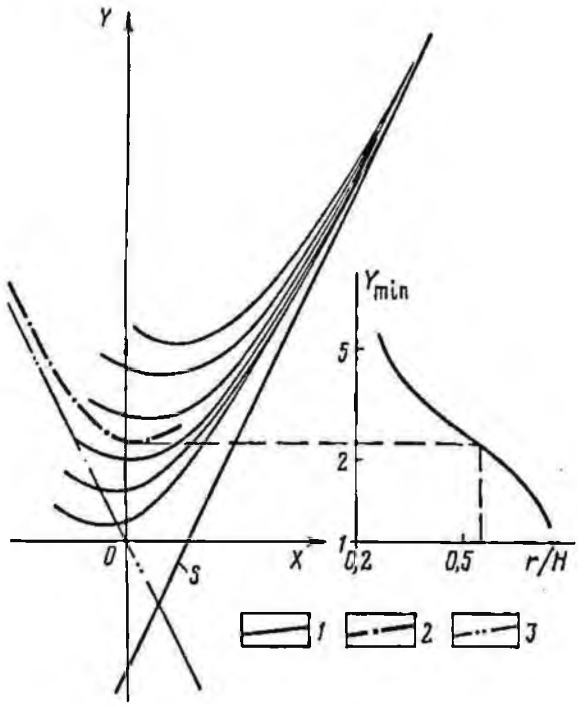


Рис. 46. Пример интерпретации кривой ЗСБЗ типа II с помощью палетки поздней стадии становления поля.

1 — палеточные кривые; 2 — практическая интерпретируемая кривая; 3 — вспомогательная опорная линия. Пунктиром показан способ оценки глубины залегания до опорного горизонта

В таком случае намечается по крайней мере четыре способа определения S.

1. По абсциссе точки пересечения линии S с горизонтальной осью палетки. Согласно (215) при $Y = 1$, $X = 2\pi c$ или

$$\frac{\tau_1/h_1}{\sqrt{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S}{S_1}}} = \frac{\sqrt{10^7}\,\sqrt{2\pi t}}{\sqrt{rS}} = 2\pi c.$$

Отсюда

$$S^{\mathrm{I}} = \left(\frac{\sqrt{10^7}\,\sqrt{2\pi t^{\mathrm{I}}}}{4\pi^2 c^2 r}\right)^2 = \frac{36\,(\sqrt{2\pi t^{\mathrm{I}}}\,)^2}{r}, \tag{218}$$

где r—дано в километрах.

2. По абсциссе точки пересечения линии S с горизонтальной осью логарифмического бланка. Согласно (214) при $\rho_\tau = 1$

$$S^{II} = r\left(\frac{\sqrt{10^7}}{2\pi c}\,\frac{\sqrt{2\pi t^{II}}}{\sqrt{rc}}\right)^2$$

или

$$S^{II} = 189{,}3\sqrt{2\pi t^{II}}. \tag{219}$$

3. По абсциссе точки пересечения вертикальной оси палетки с горизонтальной осью билогарифмического бланка. Согласно (217)

$$S^{III} = \frac{10^7\left(\sqrt{2\pi t^{III}}\right)^2}{10^2 r} = \frac{10^2\left(\sqrt{2\pi t^{III}}\right)^2}{r}. \tag{220}$$

4. По ординате горизонтальной оси палетки. Согласно (216)

$$S^{IV} = r/\rho_\tau. \tag{221}$$

Для удобства пользования палеткой на билогарифмическом бланке проводят опорную линию — геометрическое место точек — возможных положений креста палетки (предложение Б. Л. Гольштейна). Уравнение этой линии найдем путем совместного решения уравнений (216), (217):

$$\rho_\tau = \frac{10^2 r^2}{10^7\left(\sqrt{2\pi t}\right)^2} = \left(\frac{\sqrt{10}\,r}{\sqrt{2\pi t}}\right)^2.$$

В логарифмическом масштабе

$$\lg\rho_\tau = -r\lg\sqrt{2\pi t} + 2\lg r + 2\lg\sqrt{10}.$$

Последнее выражение — это уравнение прямой линии, наклоненной к горизонтальной оси бланка под углом — 63° 26′. Опорная прямая пересекает горизонтальную ось бланка с отметкой $\rho_\tau = 10$ в точке с абсциссой $\sqrt{2\pi t} = r$.

Методика определения S

На билогарифмическом бланке вычерчивают кривую зондирования и через абсциссу $\sqrt{2\pi t} = r$ (в км) (на оси $\rho_\tau = 10$ Ом·м) проводят прямую под углом —63° 26′ к горизонтальной оси. Бланк накладывают на палетку так, чтобы опорная линия совместилась с ее крестом (точкой пересечения главных осей), а зона минимума и правая часть кривой совпала с кривыми палетками или расположилась между ними. При этом область минимума и левой ветви в общем случае может и не совпасть с палеточными кривыми. Опорная линия ограничивает произвольное перемещение бланка относительно палетки. Далее по формулам (218)—(221) определяют четыре значения S и вычисляют среднее арифметическое.

Если после совмещения кривой с палеткой окажется, что все четыре вычисленных значения S совпадают с точностью до 5%, то это значит, что величина суммарной продольной проводимости найдена однозначно и кривая зондирования не искажена. Если же они не совпадают, то можно сделать два предположения: либо совмещение с палеткой неточно, либо интерпретируемая кривая искажена, т. е. ее конфигурация отличается от той, которую она должна была бы иметь при отсутствии горизонтальных неоднородностей (или аппаратурных и методических погрешностей). В этом случае, удерживая опорную линию на кресте палетки, надо переместить бланк так, чтобы вновь найденные четыре значения S по абсолютной величине меньше отличались друг от друга. При этом левая часть интерпретируемой кривой может значительно отклоняться от палеточных кривых. По отклонению кривой можно качественно оценить степень искажения и полярность искажающего сигнала (например, плюс в сторону увеличения ординат, минус в сторону их уменьшения). Качественные оценки можно использовать при истолковании результатов. Способы определения S по палетке поздней стадии тщательно проверены на теоретическом и практическом материале в СНИИГГИМСе.

Методика приближенной оценки H

В том случае, если кривая зондирования не искажена, имеется возможность оценить глубину залегания опорного горизонта. После определения S бланк с кривой смещают вниз или вверх вдоль

Таблица 4

Таблица ординат Y палетки кривых ЗСБЗ типа II

x	τ/H					
	0,25	0,343	0,40	0,616	0,91	1,13
5,66	—	—	—	2,65	1,85	1,33
7,00	—	5,00	3,35	2,29	1,59	1,15
13,00	5,50	3,70	2,80	2,10	1,62	1,30
16,00	5,00	3,80	2,95	2,30	1,90	1,60
21,00	5,20	4,20	3,41	3,10	2,30	2,28
26,00	5,80	5,00	4,40	3,30	3,40	3,11
32,00	6,80	6,00	5,50	5,00	4,70	4,40
38,00	8,40	7,70	7,20	6,80	6,00	6,00
45,00	10,20	10,00	9,20	9,20	8,20	8,20
64,00	17,60	17,60	17,00	17,00	15,50	15,50
72,00	22,00	22,00	23,00	23,00	20,00	20,00
90,50	32,00	32,00	32,00	32,00	32,00	32,00
107,00	42,00	42,00	42,00	42,00	42,00	42,00
128,00	58,00	58,00	58,00	58,00	58,00	58,00
152,00	82,00	82,00	82,00	82,00	82,00	82,00
181,00	120,00	120,00	120,00	120,00	120,00	120,00
256,00	215,00	215,00	215,00	215,00	215,00	215,00
362,00	440,00	440,00	440,00	440,00	440,00	440,00

линии S до полного и наилучшего совмещения левой ветви с палеточной кривой. По отношению r/H оценивается величина H. Для удобства интерполяции на палетке имеется интерполяционный график зависимости $Y_{min} = f(r/H)$ (см. рис. 46). С целью определения суммарной глубины целесообразно составить специальные отдельные палетки в увеличенном масштабе для серий кривых типа Н, близких по конфигурации. В табл. 4 и 5 даны координаты X и Y для построения палеток типа Н и А.

Таблица 5

Таблица ординат Y палетки кривых ЗСБЗ типа А

x	r/H					
	0,25	0,50	0,576	0,686	0,80	1,00
4	2,55	—	—	—	—	—
4,76	2,32	1,55	1,38	1,25	1,09	1,05
5,66	2,15	1,40	1,22	1,12	0,97	0,88
6,72	2,10	1,35	1,20	1,09	0,94	0,85
8,00	2,10	1,34	1,22	1,10	0,97	0,85
9,50	2,15	1,40	1,29	1,15	1,05	0,92
11,30	2,27	1,52	1,43	1,27	1,18	1,04
13,40	2,50	1,72	1,62	1,43	1,38	1,23
16,00	2,90	2,10	1,90	1,70	1,65	1,54
19,00	3,30	2,45	2,40	2,10	2,00	1,90
22,60	3,90	3,00	2,90	2,63	2,60	2,40
26,90	4,75	3,80	3,70	3,40	3,35	3,20
32,00	5,90	5,00	4,90	4,65	4,60	4,30
45,00	9,50	8,40	8,00	8,00	8,00	8,00
54,00	13,00	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00
64,00	17,00	16,00	16,00	16,00	16,00	16,00
76,50	22,00	22,00	22,00	22,00	22,00	22,00
90,50	30,00	30,00	30,00	30,00	30,00	30,00
128,00	50,00	50,00	50,00	50,00	50,00	50,00

§ 29. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПО МЕТОДУ ПОДБОРА НА ОСНОВЕ ГРАФИЧЕСКОГО ПОСТРОЕНИЯ КРИВЫХ КАЖУЩЕГОСЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Одним из действенных способов интерпретации кривых электромагнитного зондирования является метод подбора. Он применяется в том случае, когда палеточная интерпретация по каким-либо причинам затруднена или необходимо проконтролировать полученные результаты. Сущность метода состоит в том, чтобы путем перебора параметров, известных в первом приближении, построить теоретическую кривую, аппроксимировать заданную в пределах допустимой погрешности. Совпадение кривых служит критерием сходства искомого и подобранного геоэлектрических разрезов. На основе этого делается заключение о мощности и удельных сопротивлениях выделяемых пластов.

В силу существования принципа эквивалентности теоретическая модель представляет собой эквивалентный аналог искомого геоэлектрического разреза. Подобранные параметры будут в общем случае отличаться от истинных в пределах применимости принципа эквивалентности. Различие будет тем больше, чем меньше мощности выделяемых пластов и беднее исходная информация. Поэтому очень важно правильно расчленить разрез по заданной кривой зондирования и подобрать наивероятнейшие значения параметров в первом приближении. Обычно с этой целью используют результаты параметрических замеров около скважины, данные каротажа, сейсморазведки и другие источники.

В крайнем случае, если сведений о разрезе нет, параметры задают, исходя из формы кривой зондирования. Опорными данными служат мощность h_1, удельное сопротивление первого слоя ρ_1 и суммарная продольная проводимость S (или поперечное сопротивление T). Например, число слоев в разрезе можно приближенно оценить по числу точек перегиба на кривой ВЭЗ. Абсцисса точки перегиба на восходящей ветви примерно в 2,5—3 раза превышает глубину залегания подошвы проводящего пласта (Рамм, 1969). В случае разрезов типа Q или A ордината точки перегиба примерно равна среднему удельному сопротивлению промежуточного слоя. Для разрезов типа H и K удельное сопротивление оценивают по ординате экстремума. Среднее удельное сопротивление промежуточного пласта всегда несколько меньше ординаты минимума и может быть много больше ординаты максимума. Слои, выделенные по формальным признакам, должны хорошо коррелироваться по профилям. Подобрав наиболее вероятные значения параметров в одной точке наблюдения, их плавно меняют вдоль профиля в зависимости от обстановки. В дальнейшем полученные разрезы необходимо конкретизировать, привязать к данным бурения, каротажа или сейсморазведки.

Метод графического подбора может быть успешно применен для интерпретации кривых индукционного зондирования. Вследствие ограниченного распространения принципа эквивалентности кривая зондирования, подобранная графическим способом, будет точнее отражать истинный разрез, чем при интерпретации кривой ВЭЗ. В настоящее время разрабатывают и ручной, и машинный варианты метода подбора. Поскольку расчет кривых на ЭВМ по имеющимся программам пока занимает много времени (особенно расчет кривых ЧЗ, ЗС, ЗСБЗ), на данном этапе целесообразно воспользоваться методом графических построений с помощью сводных палеток (см. гл. II).

Следует отметить, что оба варианта — ручной и машинный, равноценны в смысле однозначности решения обратной задачи. Ошибки измерений и обработки зачастую выше, чем погрешности графических построений. Достоверность интерпретации будет зависеть от качества исходного материала и наличия сведений об исследуемом районе: типе геоэлектрического разреза, мощности и удельном сопротивлении промежуточных пластов, элементах залегания, характере неоднородностей и т. п.

10 Заказ 808

Для интерпретации выбирают такие кривые, которые меньше других подвержены искажению. Оценку параметров производят по данным бурения, каротажа, гидрогеологических исследований глубоких горизонтов, сейсморазведки, гравиразведки, а также по результатам электромагнитных зондирований другим методом.

В общем случае аппроксимирующая кривая будет отражать строение эквивалентного разреза, что само по себе также не лишено интереса. В разрезах типа H суммарная эквивалентная мощность равна или близка к истинной, а в разрезах типа K и Q согласно принципу эквивалентности по H она всегда должна быть равна истинной.

Метод графических построений применялся, в частности, для интерпретации кривых МТЗ, полученных в Пермском Прикамье, Туркмении, Якутии и в других районах, кривых ЧЗ — в Татарии, кривых ЗСМ — в Пермском Прикамье.

ГЛАВА V

ЧИСЛЕННЫЕ И ГРАФИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ

Интерпретация с помощью палеток, несмотря на кажущуюся простоту и наглядность, сопряжена с большими затратами высококвалифицированного труда особенно в случае многослойных разрезов. На истолкование одного глубинного зондирования иногда расходуется столько же времени, сколько и на полевые измерения. А главное, не все кривые зондирования, полученные иногда ценой больших усилий полевого отряда, поддаются интерпретации по палеткам. Интерпретатор при обработке материалов опирается на свой опыт, уменье и интуицию. В силу неоднозначности решения обратной задачи результаты одного и того же зондирования могут быть истолкованы по-разному, что ведет к снижению эффективности электрической разведки. Стремление повысить качество и объективность интерпретации привело к разработке ряда прямых и косвенных численных и графических способов, с помощью которых искомые параметры среды можно вычислить непосредственно по данным полевых наблюдений или найти путем несложных графических построений.

Прямые численные способы интерпретации развивают на основе анализа пространственно-частотных характеристик среды $R_1(m)$ и $R_1(\omega)$. В приближенных способах используют асимптотические и эмпирические формулы в сочетании с двухслойными палетками и графическими построениями.

В настоящей главе описаны лишь основные графоаналитические способы, которые представляются наиболее приемлемыми и перспективными на современном этапе развития теории электроразведки.

§ 30. СИНТЕЗ И АНАЛИЗ КАЖУЩИХСЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ В МЕТОДЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

При электрическом зондировании кажущееся сопротивление связано с параметрами среды посредством функции $R_1(m)$. Обобщенная формула, показывающая эту связь, в соответствии с (4—8) может быть записана в следующем виде:

$$f(r) = \int_0^\infty \overline{R}_{1,n}(m)\, K(mr)\, m\, dm, \tag{222}$$

где $f(r)$ — функция кажущегося сопротивления; $\overline{R}_{1,n}(m) = R_{1,n}(m) - 1$ — приведенная пространственная характеристика среды; $K(mr)$ — функция Бесселя или линейная комбинация функций Бесселя нулевого и первого порядков от действительного аргумента.

В зависимости от типа электрического зондирования функции $f(r)$ и $K(mr)$ различаются между собой.

$$f_к(r) = \frac{\rho_к - \rho_1}{\rho_1 r^2}; \qquad K_к(mr) = J_1(mr);$$

$$f_0(r) = \frac{\rho_0 - \rho_1}{\rho_1 r^2}; \qquad K_0(mr) = J_1(mr);$$

$$f_r(r) = 2\frac{\rho_r - \rho_1}{\rho_1 r^2}; \qquad K_r(mr) = J_1(mr) - mrJ_0(mr);$$

$$f_x(r) = \frac{3\cos^2\theta - 1}{2\cos^2\theta - 1}\,\frac{\rho_x - \rho_1}{\rho_1 r^2}; \qquad K_x(mr) = J_1(mr) - mr\frac{\cos^2\theta}{2\cos^2\theta - 1}J_0(mr);$$

$$f_y(r) = \frac{3}{2}\,\frac{\rho_y - \rho_1}{\rho_1 r^2}; \qquad K_y(mr) = J_1(mr) - \frac{mr}{2}J_0(mr).$$

Функция $f(r)$ на всей положительной полуоси $(0 \leqslant r \leqslant \infty)$ непрерывна и имеет ограниченную вариацию в любом конечном промежутке $(0, r_к)$, что следует из характера поведения кажущегося сопротивления. Кроме того $\lim\limits_{r\to\infty} f(r) = 0$, что обеспечивает сходимость интегралов типа $\int\limits_0^\infty |f(r)|\sqrt{r}\,dr$.

Следовательно, функция $f(r)$ может быть представлена (Ватсон, 1949) в виде интеграла Фурье—Бесселя

$$f(r) = \int\limits_0^\infty K(mr)\,m\,dm \int\limits_0^\infty f(u)\,K(mu)\,u\,du,$$

имеющего формулу обращения

$$f(r) = \int\limits_0^\infty \overline{R}_{1,n}(m)\,K(mr)\,m\,dm; \tag{223}$$

$$\overline{R}_{1,n}(m) = \int\limits_0^\infty f(u)\,K(mu)\,u\,du, \tag{224}$$

где u — переменная интегрирования.

Интегралы вида (223) и (224) называют преобразованием Ханкеля, а в совокупности — парой интегралов Фурье — Бесселя (Стрэттон, 1948). Существует непосредственная связь между преобразованием Ханкеля и кратными интегралами Фурье. Поэтому процесс вычислений по формулам (223) и (224) вполне уместно трактовать как синтез и анализ кажущегося сопротивления.

Вычислению кажущегося сопротивления и получению (синтезу) кривых зондирования было посвящено много отечественных и зарубежных работ. Некоторые способы описаны в гл. VI. Численным анализом кажущихся сопротивлений начали заниматься сравнительно недавно в связи с появлением быстродействующих электронных вычислительных машин.

Впервые идея об использовании преобразования Ханкеля для интерпретации результатов наблюдений по методу сопротивлений была выдвинута еще в 1933 году (Slichter, 1933). Ее реализацией занимались многие зарубежные и советские исследователи (Pekeris, 1940; Vozoff, 1958; Шкабарня и др., 1965—1971; Страхов, 1966, 1968; Матвеев, 1970; Koefoed, 1965—1970 и др.).

В 1958 году Л. Л. Ваньян получил компактное выражение $R_1(m)$ в гиперболических функциях и совместно с Г. М. Морозовой и другими (1962) разработал удобные алгоритмы (13) для вычисления пространственной характеристики и синтеза кажущихся сопротивлений в случае любого многослойного горизонтально-слоистого разреза.

В 1965—1972 годах было предложено и опробовано несколько способов вычисления пространственной характеристики $R_1(m)$ по совокупности замеров кажущегося сопротивления (Шкабарня, Куничкина, 1965; Страхов, Карелина, 1969; Koefoed, 1965; Ghosh, 1971). Эти разработки положили начало реализации прямого численного метода интерпретации результатов электрического зондирования.

§ 31. СПОСОБЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ ФУНКЦИИ $R_1(m)$

Способы пересчета (или трансформации) кажущихся сопротивлений в значения функции $R_1(m)$ основаны на вычислении несобственного интеграла в формуле (224), которую после несложных преобразований запишем в таком виде:

$$R_1(m)=\int_0^\infty F(r)\,K(mr)\,dr, \tag{225}$$

где

$$F_{\text{к},\,\theta}(r)=\frac{\rho_{\text{к},\,\theta}(r)}{\rho_1 r};$$

$$F_r(r)=\frac{2\rho_{\text{к}}(r)}{\rho_1 r};$$

$$F_x(r)=\frac{3\cos^2\theta-1}{2\cos^2\theta-1}\cdot\frac{\rho_x(r)}{\rho_1 r};$$

$$F_y(r)=\frac{3}{2}\cdot\frac{\rho_y(r)}{\rho_1 r}.$$

Легко показать, что $F(r)$ ограничена на бесконечности. Действительно, подставив в последние выражения асимптотические значения кажущихся сопротивлений из выражений (25), найдем, что при $r\to\infty$

$$F(r)\approx\begin{cases}0, & \text{если } \rho_n\neq\infty;\\ 1/\rho_1 S, & \text{если } \rho_n=\infty.\end{cases}$$

Следовательно, интеграл в правой части формулы (225) сходится.

Известно несколько способов получения функции $R_1(m)$. Они различаются приемами вычисления несобственного интеграла (225) с осциллирующей подынтегральной функцией. Помимо трудностей вычислительного характера приходится учитывать и то обстоятельство, что получение функции $R_1(m)$ относится к задачам, поставленным некорректно. Ошибки полевых наблюдений, содержащиеся в функции кажущегося сопротивления, могут существенно исказить результат пересчета — функцию $R_1(m)$. К сожалению, большинство исследователей упускают это из виду.

Для получения устойчивого решения необходимо уже на первом этапе интерпретации применять схемы регуляризации исходных данных (по А. Н. Тихонову). Поскольку эти вычисления трудоемки, они выполняются на ЭВМ. Здесь рассмотрим приемы получения основных алгоритмов пересчета $\rho_к(r)$ в $R_1(m)$ по данным ВЭЗ.

Применительно к ВЭЗ формула для пересчета кажущихся сопротивлений в значения функции $R_1(m)$ согласно выражению (225) имеет следующий вид:

$$R_1(m)=\int\limits_0^{\infty}\frac{\rho_к(r)}{\rho_1}\,\frac{J_1(mr)}{r}\,dr. \tag{226}$$

Интеграл в правой части формулы (226) вычисляют численными методами. При составлении квадратур функцию кажущегося сопротивления $\rho_к(r)$ между узлами интегрирования аппроксимируют элементарными функциями. Рассмотрим несколько способов.

Способ линейной аппроксимации

Пусть кажущиеся сопротивления заданы дискретно с равномерным шагом $p=r_{i+1}/r_i$ $(i=1,2,\ .\ .\ .,k)$. Функцию кажущегося сопротивления $\rho_к(r)$ между узлами интегрирования $(r_i,\ r_{i+1})$ аппроксимируем линейным двучленом $ar+b$. В таком случае ее можно представить (Ваньян, и др., 1962) в виде суммы трапеций

$$\frac{\rho_к(r)}{\rho_1}=1+\sum_{i=1}^{N}\Delta_i f(r,r_i), \tag{227}$$

где

$$\Delta_i=\frac{\rho_к(r_{i+1})}{\rho_1}-\frac{\rho_к(r_i)}{\rho_1};$$

при $i<1$ $\quad\rho_к=\rho_1;\quad \Delta=0;$

при $i>N$ $\quad\rho_к=\rho_n\quad$ (или r/S)

$$\text{и } \Delta=0,\quad \text{если } \rho_n\neq\infty,$$

$$\Delta=\text{const},\quad \text{если } \rho_n=\infty;$$

$f(r, r_i) = ar + b$ — уравнение единичной трапеции с высотой, равной единице.

$$f(r, r_i) = \begin{cases} 0 & \text{при} \quad r < r_i; \\ ar + b & \text{при} \quad r_i \leqslant r \leqslant r_{i+1}; \\ 1 & \text{при} \quad r > r_{i+1}. \end{cases}$$

Из равенства

$$f(r_{i+1}, r_i) - f(r_i, r_i) = 1$$

находим, что

$$a = \frac{1}{r_i(p-1)}; \qquad b = -\frac{1}{(p-1)}.$$

Подставив выражение (227) для кажущегося сопротивления в основную формулу (226), получим:

$$R_1(m) = 1 + \sum_{i=1}^{N} \Delta_i \int_0^\infty f(r, r_i) \frac{J_1(mr)}{r} dr = 1 + \sum_{i=1}^{N} \Delta_i D(mr_i). \qquad (228)$$

Найдем выражение для $D(mr_i)$:

$$D(mr_i) = \int_0^\infty f(r, r_i) \frac{J_1(mr)}{r} dr = \int_0^{r_i} 0 \frac{J_1(mr)}{r} dr +$$

$$+ \int_{r_i}^{r_{i+1}} (ar + b) \frac{J_1(mr)}{r} dr + \int_{r_{i+1}}^\infty \frac{J_1(mr)}{r} dr =$$

$$= \frac{1}{mr_i(p-1)} \int_{mr_i}^{mr_i p} J_1(x)\, dx - \frac{1}{p-1} \int_{mr_i}^{mr_i p} \frac{J_1(x)}{x} dx + \int_{mr_i p}^\infty \frac{J_1(x)}{x} dx =$$

$$= \frac{1}{mr_i(p-1)} \left[J_0(mr_i) - J_0(mr_i p) - mr_i J_{i_1}(mr_i) + mr_i p J_{i_1}(mr_i p)\right].$$

Нетрудно убедиться, что

при $m \to \infty$ $\quad D(mr_i) \to 0$ и $R_1(m) = 1$;
при $m \to 0$ $\quad D(mr_i) \to 1$.

Согласно формулам (15)—(17)

$$R_1(m) = 1 + \sum_{i=1}^{N} \Delta_i = 1 + \frac{\rho_к - \rho_1}{\rho_1} = \begin{cases} \rho_n/\rho_1 & \text{при} \quad \rho_n \neq \infty; \\ 1/(m\rho_1 S) & \text{при} \quad \rho_n = \infty. \end{cases}$$

Описанный способ проверен автором как в ручном, так и в машинном вариантах. При слабо дифференцированных кривых зондирования ошибки вычисления функции $R_1(m)$ не превышают 2%. В случае наличия резких экстремумов на кривой кажущегося сопротивления ошибки, вероятно, будут больше.

Следует заметить, что в монографии Н. Г. Шкабарни и В. Г. Грищенко (1971) этот способ описан неверно.

Способ нелинейной аппроксимации

В отличие от предыдущего способа функцию кажущегося сопротивления $\rho_к(r)$ между узлами интегрирования в промежутке (r_i, r_{i+2}) аппроксимируем трехчленом Лагранжа

$$\rho_к(r) = ar^2 + br + c$$

и вычислим интеграл.

$$\int_0^\infty \rho_к(r)\frac{J_1(mr)}{r}dr = \int_{r_0}^{r_k} \rho_к(r)\frac{J_1(mr)}{r}dr + \sigma_0 + \sigma_k =$$

$$= \sum_{i=0}^{\frac{k}{2}-1} \int_{r_i}^{r_{i+2}} (ar^2 + br + c)\frac{J_1(mr)}{r}dr + \sigma_0 + \sigma_k, \qquad (229)$$

где

$$\sigma_0 = \int_0^{r_0} \rho_1 \frac{J_1(mr)}{r}dr = \rho_1[1 - J_{i_1}(mr_0)];$$

$$\sigma_k = \int_{r_k}^\infty \rho_n \frac{J_1(mr)}{r}dr = \rho_n J_{i_1}(mr_k), \text{ если } \rho_n \neq \infty,$$

$$\sigma_k = \int_{r_k}^\infty \frac{r}{S}\frac{J_1(mr)}{r}dr = \frac{1}{S}J_0(mr_k), \text{ если } \rho_n = \infty;$$

$$\int_{r_i}^{r_{i+2}} (ar^2 + br + c)\frac{J_1(mr)}{r}dr = \frac{a}{m^2}I_1 + \frac{b}{m}I_2 + cI_3 =$$

$$= \rho_к(r_i)A(mr_i) + \rho_к(r_{i+1})B(mr_i) + \rho_к(r_{i+2})C(mr_i). \qquad (230)$$

Здесь a, b, c — коэффициенты Лагранжа для значений кажущегося сопротивления $\rho_к(r_i)$, $\rho_к(r_{i+1})$, $\rho_к(r_{i+2})$ и заданного шага $p = r_{i+1}/r_i$; I_1, I_2, I_3 — линейные комбинации функций Бесселя; $A(mr_i)$, $B(mr_i)$, $C(mr_i)$ — новые коэффициенты, зависящие от a, b, c, I_1, I_2, I_3.

Общая формула для вычисления функции $R_1(m)$ имеет следующий вид:

$$R_1(m) = \frac{1}{\rho_1}\left\{\sigma_0 + \sigma_k + \sum_{j=0}^{\frac{k}{2}-1}[\rho_к(r_{2j})A(mr_{2j}) + \rho_к(r_{2j+1})B(mr_{2j}) + \right.$$

$$\left. + \rho_к(r_{2j+2})C(mr_{2j})]\right\}. \qquad (231)$$

Коэффициенты A, B и C можно рассчитать заранее для ряда аргументов mr_j с заданным шагом p. Этот способ сравнительно трудоемок и может быть рекомендован для расчетов на ЭВМ. Его отличительной особенностью является возможность повышения точности пересчета путем уменьшения шага численного интегрирования.

Способ свертки кажущихся сопротивлений

Оригинальный способ получения функции $R_1(m)$ предложил В. Н. Страхов (1966). В качестве исходных данных рекомендуется использовать кажущиеся сопротивления, заданные для разносов с равномерным шагом p, равным 0,1 ÷ 0,2 масштабным единицам общепринятой логарифмической шкалы. Сущность метода состоит в следующем.

В основной формуле (226)

$$\rho_1 R_1(m) = \int_0^\infty \rho_к(r) J_1(mr) \frac{dr}{r}$$

сделаем замену переменных:

$$t = \lg r; \qquad \tau = \lg m.$$

Тогда

$$R_1(10^\tau) = R_1^*(\tau); \qquad J_1(10^\tau 10^t) = J_1(10^{\tau+t});$$
$$\rho_к(10^t) = \rho_к^*(t); \qquad M\,dt = dr/r,$$

где $M = 2{,}302\ \ldots$ — модуль перехода от натуральных логарифмов к десятичным.

Подставив новые выражения подынтегральных функций в основную формулу, получим:

$$\rho_1 R_1'(\tau) = M \int_{-\infty}^{\infty} \rho_к'(t) J_1(10^{\tau+t})\,dt.$$

Сделаем еще одну замену переменных, а именно:

$$t' = t - \tau.$$

Опуская в дальнейшем штрихи, получим интеграл типа свертки:

$$\rho_1 R_1(\tau) = M \int_{-\infty}^{\infty} \rho_к(t-\tau) J_1(10^t)\,dt. \tag{232}$$

Для приближенного вычисления интеграла (232) В. Н. Страховым и Г. Н. Карелиной (1969) предложена квадратурная формула

$$\rho_1 R_1(\tau) = \sum_{i=-N}^{i=+N} G_i \rho_к(i\,\Delta t - \tau) + \delta_+ + \delta_-. \tag{233}$$

Интеграл (232) по «основному промежутку» $-N\Delta t \leqslant t \leqslant + N\Delta t$ вычисляется как сумма интегралов по частным промежуткам $i\Delta t \leqslant t \leqslant (i+1)\,\Delta t$, в пределах которых $\rho_к(t)$ аппроксимируется линейной функцией. Добавочные члены δ_+ и δ_- — в формуле (233) — приближенные значения остаточных интегралов по полупрямым $N\Delta t \leqslant t \leqslant +\infty$ и $-\infty \leqslant t \leqslant -N\Delta t$. В формуле (233)

$$G_i = \frac{1}{\Delta t M}\left[J_{l_1}^{(1)}\left(10^{(i-1)\,\Delta t}\right) - 2J_{l_1}^{(1)}\left(10^{i\,\Delta t}\right) + J_{l_1}^{(1)}\left(10^{(i+1)\,\Delta t}\right)\right];$$

$$\delta_- = G_{-\infty}\rho_к(-N\,\Delta t - \tau) = \left[1 - J_{l_1}\left(10^{-N\,\Delta t}\right)\right]\rho_к(-N\,\Delta t - \tau);$$

$$\delta_+ = G_{+\infty}\rho_к(N\,\Delta t - \tau) = J_{l_1}\left(10^{N\,\Delta t}\right)\rho_к(N\,\Delta t - \tau),$$

$J_{l_1}(x)$ — интегральная функция Бесселя; $J_{l_1}^{(1)}(x) = \int\limits_x^\infty \frac{J_{l_1}(x)}{x}\,dx$ — новая функция. Таблицы последней составлены В. Н. Страховым

Таблица 6

Значения коэффициентов G_i для пересчета $\rho_к(r)$ в $R_1(m)$ (по В. Н. Страхову и Г. П. Карелиной)

$N=20,\ \Delta t=0{,}1$

i	G_i	i	G_i	i	G_i	i	G_i
−20	0,000509	−15	0,003587	−10	0,011557	−5	0,035990
−19	0,001581	−14	0,004604	−9	0,014531	−4	0,045197
−18	0,001828	−13	0,005684	−8	0,018258	−3	0,056002
−17	0,002232	−12	0,007431	−7	0,022961	−2	0,069300
−16	0,003066	−11	0,009120	−6	0,028868	−1	0,084566

i	G_i	i	G_i	i	G_i	i	G_i
0	0,101330	6	−0,012464	11	−0,017876	16	0,001268
1	0,117733	7	−0,067876	12	0,009811	17	−0,000573
2	0,129989	8	−0,040120	13	−0,001160	18	−0,000017
3	0,131118	9	0,038687	14	−0,001537	19	0,000148
4	0,111132	10	0,007717	15	−0,000330	20	−0,000244
5	0 061209						

$N=10,\ \Delta t=0{,}2$

i	G_i	i	G_i	i	G_i	i	G_i
−10	0,001300	−5	0,023382	0	0,202479	5	0,018123
−9	0,003735	−4	0,037004	1	0,254414	6	0,000293
−8	0,005976	−3	0,058343	2	0,207295	7	−0,002282
−7	0,009237	−2	0,091193	3	−0,015797	8	0,000816
−6	0,014831	−1	0,139584	4	−0,054715	9	−0,000235
						10	−0,000170

и Г. Н. Карелиной (1969). Коэффициенты G_i найдены для двух случаев: $N = 20$, $\Delta t = 0{,}1$ и $N = 10$, $\Delta t = 0{,}2$ (табл. 6). Для обоих случаев $G_{-\infty} = 0{,}005\,000$, $G_{+\infty} = 0{,}000\,192$.

Для получения функции $R_1(m)$ в какой-то заданной точке $m_0 = 1/r_0$ надо знать величину кажущегося сопротивления в точке r_0, а также десять (или 20) соседних значений $\rho_k(r)$ слева и справа от этой точки через промежутки, равные 0,2 (или 0,1) масштабной единицы. Результат получают в виде суммы произведений кажущихся сопротивлений на соответствующие коэффициенты G_i. Таким образом, значения $R_1(m_0)$ в заданной точке находят путем «свертывания» функции $\rho_к(r)$ слева и справа к точке r_0.

Так как заданная кривая кажущегося сопротивления вычерчена на билогарифмическом бланке, то частные произведения $G_i\rho_{к_i}$ можно находить графическим путем, складывая отрезки

$$\lg G_i\rho_{к_i} = \lg G_i + \lg \rho_{к_i}.$$

В. Н. Страхов и Г. Н. Карелина предложили для этой цели простую палетку, на которой через 0,2 единицы нанесены вертикальные отрезки, численно равные $\lg 100\,G_i$. Начала отрезков лежат на горизонтальной прямой. Для определения частных произведений $G_i\rho_{к_i}$ прозрачный билогарифмический бланк перемещают вдоль вертикальных линий палетки и последовательно совмещают точки кривой ВЭЗ с началом отрезков на палетке. Ответы в виде произведений, увеличенных в 100 раз, считывают на бланке у концов отрезков. Коэффициент 100 взят для удобства отсчетов. Пересчет одной кривой $\rho_к(r)$ в функцию $R_{1,n}(m)$ с помощью палетки занимает 1 ч.

Способ приближенного пересчета $\rho_к(r)$ в $R_1(m)$

В. Н. Каракулов предложил упростить алгоритм В. Н. Страхова, сократив число интервалов до десяти. Приближенная формула имеет следующий вид:

$$\rho_1 R_1(1/m_0) = \sum_{i=-6}^{i=3} G_i' \rho_к(r_i), \tag{234}$$

где $\rho_к(r_i)$ — кажущиеся сопротивления в десяти точках, абсциссы которых отличаются на величину шага $p = r_{i+1}/r_i = \sqrt[5]{10}$ (на билогарифмическом бланке с модулем $M = 6{,}25$ см шаг равен 1,25 см); G_i' — новые коэффициенты, подобранные экспериментально исходя из известных коэффициентов В. Н. Страхова и Г. Н. Карелиной. Величины коэффициентов даны в табл. 7.

Погрешности вычислений по приближенной формуле (234) могут достигать 4% особенно в области экстремумов.

Способ линейных фильтров

Вычисление пространственной характеристики среды — функции $R_1(m)$ согласно выражению (224) можно трактовать как процесс фильтрации кажущихся сопротивлений. Д. П. Гхош (1971)

Таблица 7

Значения коэффициентов G_i'

i	G_i'	i	G_i'
−6	0,01718	−1	0,14335
−5	0,02543	0	0,20493
−4	0,03917	1	0,26036
−3	0,06091	2	0,21214
−2	0,09382	3	−0,05623

Таблица 8

Значения коэффициентов a_i для короткого фильтра (по Д. П. Гхошу)

i	a_i	i	a_i
−2	−0,0723	3	0,0358
−1	0,3999	4	0,0198
0	0,3492	5	0,0067
1	0,1675	6	0,0076
2	0,0858	—	

Таблица 9

Значения коэффициентов a_i для длинного фильтра (по Д. П. Гхошу)

i	a_i	i	a_i
−3	0,0060	3	0,0358
−2	−0,0783	4	0,0198
−1	0,3999	5	0,0067
0	0,3492	6	0,0051
1	0,1675	7	0,0007
2	0,0858	8	0,0018

Таблица 10

Значения коэффициентов a_i для установки Веннера (по Д. П. Гхошу)

i	a_i	i	a_i
−2	0,0212	3	0,0873
−1	−0,1199	4	0,0345
0	0,4226	5	0,0208
1	0,3553	6	0,0118
2	0,1664		

использовал для этой цели теорию линейных фильтров и разработал простой алгоритм получения функции $R_1(m)$:

$$\rho_1 R_1(1/m_j) = \sum_{i=-V}^{i=W} a_i \rho_\kappa (r_{j-i}), \tag{235}$$

где a_i — коэффициенты линейного фильтра (даны в табл. 8—10); $\rho_\kappa(r)$ — кажущиеся сопротивления для серии разносов, меняющихся по закону геометрической прогрессии с шагом $p = r_{i+1}/r_i = \sqrt[3]{10}$ (на логарифмическом бланке с модулем M = 6,25 см этот интервал равен одной трети масштабной единицы, т. е. примерно 2,1 см); отрезок $\overline{VW}$ — рабочая длина фильтра.

Д. П. Гхош рассчитал три фильтра: короткий для установки Шлумберже, $V = -2$, $W = 6$ (см. табл. 8), длинный для установки Шлумберже, $V = -3$, $W = 8$ (см. табл. 9) и короткий для установки Веннера, $V = -2$, $W = 6$ (см. табл. 10).

Из всех рассмотренных вариантов пересчета $\rho_\kappa(r)$ в $R_1(m)$ способ В. Н. Страхова и Г. Н. Карелиной является самым надежным. При пересчете сложных сильно дифференцированных кривых он дает наименьшие погрешности (до 2%).

§ 32. ПРИЕМЫ ПОСЛОЙНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ФУНКЦИИ $R_1(m)$

Будем полагать, что проблема устойчивого получения функции $R_1(m)$ решена, и с помощью ЭВМ или алгоритмов ручного счета мы всегда сможем пересчитать совокупность наблюденных значений кажущегося сопротивления в совокупность значений $R_1(m)$ в широком диапазоне пространственных частот m. Обратную задачу сформулируем следующим образом.

На поверхности слоистого полупространства с плоскими горизонтальными границами раздела задана функция $R_1(m)$ в широком диапазоне пространственных частот (m_0, m_k). За пределами этого диапазона она достигает асимптотических значений. Функция $R_1(m)$ при фиксированном m связана с параметрами разреза следующим соотношением:

$$R_1(m) = \begin{matrix}\text{th}\\ \text{cth}\end{matrix}\left[mh_1 + \begin{matrix}\text{Arth}\\ \text{Arcth}\end{matrix}\frac{\rho_2}{\rho_1}\begin{matrix}\text{th}\\ \text{cth}\end{matrix}\left(mh_2 + \ldots + \begin{matrix}\text{Arth}\\ \text{Arcth}\end{matrix}\frac{\rho_n}{\rho_{n-1}}\right)\right], \quad (236)$$

где n число слоев в разрезе (неизвестная величина). Требуется найти мощности h_p и удельные сопротивления ρ_p слоев разреза, где $p = 1, 2, 3, \ldots$ — номер слоя сверху вниз.

В общем виде сформулированную задачу можно записать математически в виде системы трансцендентных уравнений (по всем m) типа (236) для $2n + 1$ неизвестных и решить ее методом последовательных приближений. Решение принципиально возможно, если задать число слоев в разрезе и ограничить интервалы, в которых ведется поиск параметров. Метод последовательных приближений довольно трудоемок. Опробование различных алгоритмов на ЭВМ показало, что лишь в благоприятных условиях удается получить удовлетворительные результаты в пределах действия принципа эквивалентности (Vozoff, 1958; Изотова, 1968; Завелев-Стерлин, 1969; Kunetz, Rocroi, 1970).

Более доступен графический способ решения. Сущность его хорошо известна электроразведчикам. Исходный график функции $R_1(m)$ вычерчивают на прозрачном логарифмическом бланке и интерпретируют его подобно кривой ВЭЗ с помощью набора двух- и трехслойных палеток. Для контроля по тем же палеткам строят аппроксимирующий график. Если расхождения велики, интерпретацию повторяют. Так, последовательно уточняя параметры слоев и учитывая при этом геологические данные, можно решить задачу однозначно и с малыми ошибками.

Палеточный метод пока не применяется. Считается, что графики $R_1(m)$ имеют меньшую разрешающую способность по сравнению с кривыми кажущегося сопротивления (Страхов, Карелина, 1969). Однако, если устранить этот недостаток, увеличив масштаб палеток, например, в 2 раза, то можно отметить ряд достоинств, свидетельствующих в пользу графического метода по сравнению с непосредственной интерпретацией кривых ВЭЗ. Во-первых, графики $R_1(m)$ симметричны относительно горизонтальной оси, во-вторых, имеется строгая зависимость между параметрами эквивалентного слоя и искомыми параметрами среды, единая для всех типов геоэлектрических разрезов, а именно:

$$h_{экв} = \sum h_i; \qquad \rho_{экв} = \sqrt{\sum T_i / \sum S_i}. \tag{237}$$

В третьих, применение регуляризирующих алгоритмов способствует повышению устойчивости решения обратной задачи. Опыт показал, что для графической интерпретации целесообразно использовать сводные палетки, построенные в логарифмическом масштабе с модулем $M = 10$ или 12,5 см. По оси абсцисс откладывают $\lg 1/mh_{экв}$, по оси ординат — $\lg \rho_1 R_1 / \rho_{экв}$.

Другая группа методов имеет более гибкую основу. Как известно, функция $R_1(m)$ обладает рекуррентными свойствами, и ее можно пересчитывать с одного уровня на другой. Для интерпретации особое значение имеет возможность последовательного пересчета функции $R_1(m)$ или ее промежуточных аналогов на подошву каждого выделяемого слоя. Например, определив мощность и сопротивление первого слоя, функцию $R_1(m)$ пересчитывают вниз на кровлю второго слоя и вновь полученный результат — функцию $R_2(m)$ интерпретируют так, как будто первый слой отсутствует. Найдя мощность и сопротивление второго слоя, функцию $R_2(m)$ пересчитывают вниз, на кровлю третьего слоя и т. д. При этом влияние верхних слоев последовательно исключается, и определение параметров в каждом цикле сводится к решению двухслойной задачи. В результате многократного повторения подобных операций вычисляют мощности и удельные сопротивления всех пластов геоэлектрического разреза. Метод последовательного исключения слоев впервые был предложен К. Пекерисом (1940) и в дальнейшем развит Н. Г. Шкабарней и др. (1965—1971), О. Коэфоедом (1965—1970), В. Н. Страховым (1966—1969) и автором (1967—1970).

Благоприятными условиями для применения этого метода будут следующие:

1) плоские границы раздела залегают горизонтально;
2) пласты однородны и изотропны;
3) аномалии на графике $R_1(m)$, обусловленные влиянием искомых слоев, превышают погрешности определения этой функции.

Исход интерпретации зависит как от уровня ошибок определения функции $R_1(m)$, так и от выбора подходящего алгоритма. Известно несколько алгоритмов послойной интерпретации функции $R_1(m)$. Они различаются только приемами вычисления или определения искомых параметров.

Модифицированный способ[1] Пекериса

Пусть задана функция $R_1(m)$ для основного промежутка (m_0, m_k). За пределами выделенного промежутка она достигает асимптотических значений. Среда многослойная, число слоев неизвестно.

[1] Способ усовершенствован автором (1967—1970).

Общая формула для $R_1(m)$ в рекуррентном выражении имеет следующий вид:

$$R_1(m) = \begin{matrix}\text{th}\\ \text{cth}\end{matrix}\left[mh_1 + \begin{matrix}\text{Arth}\\ \text{Arcth}\end{matrix}\frac{\rho_2 R_2(m)}{\rho_1}\right]; \tag{238}$$

$$R_2(m) = \begin{matrix}\text{th}\\ \text{cth}\end{matrix}\left[mh_2 + \begin{matrix}\text{Arth}\\ \text{Arcth}\end{matrix}\frac{\rho_3 R_3(m)}{\rho_2}\right].$$

Возьмем от обеих частей равенства (238) обратные гиперболические функции и перейдем от них к логарифмам. В результате получим:

$$\frac{1}{2}\ln\left|\frac{1+R_1(m)}{1-R_1(m)}\right| = mh_1 + \frac{1}{2}\ln\left|\frac{\rho_2 R_2(m)+\rho_1}{\rho_2 R_2(m)-\rho_1}\right| \tag{239}$$

или

$$\lg\left|\frac{1+R_1(m)}{1-R_2(m)}\right| = 0{,}87h_1 m + \lg\left|\frac{\rho_2 R_2(m)+\rho_1}{\rho_2 R_2(m)-\rho_1}\right|. \tag{240}$$

В интервале достаточно больших пространственных частот $m = m_k, m_{k-1}, m_{k-2}, \ldots$ влияние глубоких горизонтов, в том числе и подошвы второго слоя, исчезающе мало. Поэтому полагаем

$$R_2(m) = 1. \tag{241}$$

Отсюда следует, что, если в выделенном интервале имеется два или больше значений $R_1(m)$ то, составив пару или систему уравнений типа (240), можно однозначно определить мощность первого слоя h_1 и относительное удельное сопротивление второго слоя ρ_2/ρ_1. Систему решают либо численным способом, либо графическим путем. В первом случае составляют дискретные пары уравнений для двух смежных частот (m_k, m_{k-1}; m_{k-1}, m_{k-2} и т. д.) и решают их до тех пор, пока очередное значение мощности не будет отличаться от предыдущего на заданную погрешность. Вычисления лучше всего сочетать с графическими построениями. С этой целью используют логарифмический бланк. По вертикали откладывают $\lg|1 + R_1(m)| : |1 - R_1(m)|$, а по горизонтали — в арифметическом масштабе значения m. Согласно формуле (240) в выбранном интервале точки графика должны лежать на прямой, угловой коэффициент которой численно равен $0{,}87\ h_1$. Общая формула для определения мощности первого слоя имеет следующий вид:

$$h_1 = 1{,}15\frac{t_2 - t_1}{m_2 - m_1}, \tag{242}$$

где

$$t_1 = \lg|1 + R_1(m_1)|/|1 - R_1(m_1)|;$$

$$t_2 = \lg|1 + R_1(m_2)|/|1 - R_1(m_2)|$$

представляют ординаты линейного графика, соответственно, в точках с абсциссами m_1 и m_2. Если продолжить прямую влево, то она пересечет вертикальную ось графика ($m = 0$) в точке с ординатой, численно равной

$$\left|\frac{1}{k_{1,2}}\right| = \left|\frac{\rho_2+\rho_1}{\rho_2-\rho_1}\right|. \tag{243}$$

То же самое можно вычислить с помощью уравнения (239). Действительно, при $R_2(m) = 1$

$$\left|\frac{1}{k_{1,2}}\right| = \left|\frac{1+R_1(m)}{1-R_1(m)}\right| e^{-2mh_1}. \tag{244}$$

Знак у $k_{1,2}$ определяют из простого условия: если в выбранном интервале с уменьшением m значения функции $R_1(m)$ возрастают, то берут знак плюс, если убывают — минус. С учетом знака вычисляют относительное сопротивление второго слоя

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1+k_{1,2}}{1-k_{1,2}}. \tag{245}$$

На графике фиксируют абсциссу m_l, начиная с которой точки графика отходят от прямой вверх или вниз (граница интервала, где $R_2(m) = 1$). После контроля и корректировки полученных параметров функцию $R_1(m)$ в оставшемся промежутке (m_0, m_l) пересчитывают вниз (Матвеев, 1970) на кровлю второго слоя по формуле

$$R_2(m) = \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{\psi_1(m)-1}{\psi_1(m)+1}, \tag{246}$$

где

$$\psi_1(m) = \frac{1+R_1(m)}{1-R_1(m)} e^{-2mh_1}.$$

Эту операцию можно выполнить и графическим способом, о чем будет сказано ниже.

Далее цикл операций (242—246) повторяют с участием $R_2(m)$ вместо $R_1(m)$ и вычисляют мощность второго слоя h_2 и относительное сопротивление третьего слоя ρ_3/ρ_2 и т. д.

Общие формулы для вычисления параметров любого p-го слоя по значениям промежуточной функции $R_1(m)$, определенной в соответствующем диапазоне, запишутся так. Обозначим

$$\varphi_p(m) = \frac{1+R_p(m)}{1-R_p(m)}; \qquad |R_p(m)| > 1.$$

Тогда

$$h_p = 1{,}15 \frac{t_2-t_1}{m_2-m_1}, \tag{247}$$

где

$$t_1 = \lg|\varphi_p(m_1)|; \qquad t_2 = \lg|\varphi_p(m_2)|;$$

$$\left|\frac{1}{k_{p,p+1}}\right| = |\varphi_p(m)|\, e^{-2mh_p}; \tag{248}$$

$$R_{p+1}(m) = \frac{\rho_p}{\rho_{p+1}} \cdot \frac{\psi_p(m)-1}{\psi_p(m)+1}, \tag{249}$$

где

$$\psi_p(m) = \varphi_p(m)\, e^{-2mh_p}. \tag{250}$$

На рис. 47 показаны результаты интерпретации функции $R_1(m)$ для пятислойного разреза типа KQH. В верхней части рис. 47 показан геоэлектрический разрез и графики промежуточных функций. Кружочками отмечены те значения, которые брались для вычислений. В нижней части рис. 47 видно, что точки вспомогательных графиков действительно располагаются на прямых, хотя часть из них отклоняется вверх или вниз.

При больших ошибках в исходной функции без знания относительного сопротивления не всегда легко найти правильное положение прямой. В этом случае результаты интерпретации могут быть неоднозначными. В приведенном примере мощности слоев относительно велики, и ошибки интерпретации не превышают 10%.

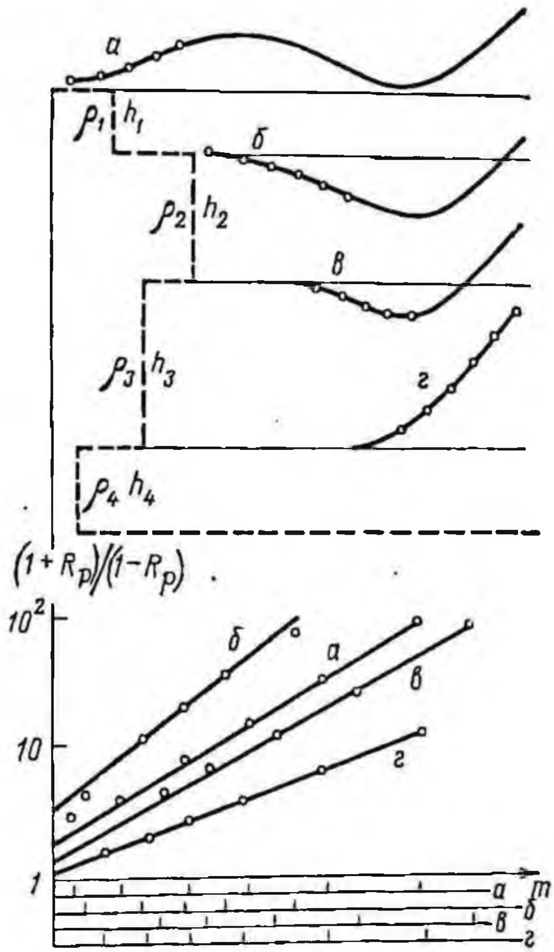


Рис. 47. Результаты численной интерпретации функции R_1 (m) для пятислойного разреза типа KQH по модифицированному способу Пекериса.

а, б, в, г — соответственно результаты интерпретации функций R_1 (m), R_2 (m), R_3 (m) и R_4 (m). На нижнем графике горизонтальный масштаб различный

Способ Шкабарни и Гриценко

Согласно уравнениям (238)—(241) в интервале достаточно больших пространственных частот m функция R_1 (m) отражает строение только первых двух слоев и R_2 $(m) = 1$. В таком случае из уравнения (246) находим:

$$\rho_2 R_2 (m) = \rho_1 \frac{\psi_1 (m) - 1}{\psi_1 (m) + 1} = \rho_2 = \text{const}. \quad (251)$$

Границы интервала $(m_k, \; m_l)$, где R_2 $(m) = 1$, до опыта установить обычно не удается, однако известно, что именно в этом интервале сосредоточена информация о параметрах первого слоя. Поэтому Н. Г. Шкабарня и В. Г. Гриценко (1971) предложили находить h_1 по методу последовательных приближений, используя равенство (251) как критерий сходимости. При этом предполагается, что ρ_1 — сопротивление первого слоя определено сравнительно точно. Первое приближение h_1' и интервал (m_k, m_l) задают приближенно. После пересчета совокупности значений $\rho_1 R_1$ (m) в совокупность значений

$\rho_2 R_2(m)$ строят график зависимости $\rho_2 R_2(m)$ от $1/m$ в логарифмическом масштабе. Если левая часть графика не выходит на горизонтальную асимптоту $\rho_2 R_2(m) = \text{const}$, то вычисления повторяют для следующего приближения h_1^{*} и т. д. Сходимость определяется визуально по серии подобных графиков, как показано на рис. 48. Найдя h_1 и ρ_1, функцию $R_1(m)$ пересчитывают вниз на кровлю второго слоя, пользуясь формулой (246) или (249), и получают совокупность $R_2(m)$ для всего диапазона (m_0, m_k).

После пересчета аналогичная ситуация возникает при определении мощности второго слоя: границы диапазона, где $R_3(m) = 1$ неизвестны, но можно утверждать, что в этом диапазоне должно удовлетворяться уравнение

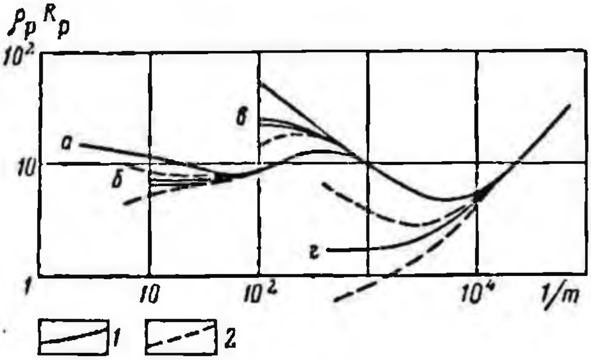


Рис. 48. Интерпретация многослойного графика $R_1(m)$ типа НКН по методу последовательных приближений (по Н. Г. Шкабарне и В. Г. Гриценко).

а, б, в, г — результаты интерпретации, соответственно, для каждого слоя; *1* — предельные кривые; *2* — итерационные кривые

$$\rho_3 R_3(m) = \rho_2 \frac{\psi_2(m)-1}{\psi_2(m)+1} = \\ = \rho_3 = \text{const}, \qquad (252)$$

где

$$\psi_2(m) = \frac{1+R_2(m)}{1-R_2(m)}\, e^{-2mh_1}.$$

Последовательно задавая заведомо большие или меньшие значения h_2, можно по методу «вилки» сравнительно быстро добиться сходимости процесса (см. рис. 48). Вычислив таким образом мощность второго слоя и определив сопротивление третьего слоя, функцию $R_2(m)$ пересчитывают вниз на кровлю третьего слоя и операции повторяют. Для ускорения вычислений рекомендуется сочетать работу интерпретатора на промежуточных этапах с портативной ЭВМ, имеющей графопостроитель.

На рис. 48 показаны результаты интерпретации многослойного графика $R_1(m)$ с помощью ЭВМ «Урал-3». Полученные данные характеризуют строение пятислойного разреза со следующими параметрами: $\rho_1 = 16$ Ом·м; $\rho_2 = 7$ Ом·м; $\rho_3 = 23$ Ом·м; $\rho_4 = 2$ Ом·м; $\rho_5 = 10^{18}$ Ом·м; $h_1 = 5$ м; $h_2 = 85$ м; $h_3 = 383$ м; $h_4 = 4060$ м (Шкабарня, Гриценко, 1971). Авторами рассмотрен весьма благоприятный случай, когда мощность последующего слоя в несколько раз превышает мощность покрывающей толщи, т. е. принцип эквивалентности практически не проявляется. Никаких контрольных сравнений с данными бурения, к сожалению, не приводится.

Выбранный критерий сходимости представляется не совсем надежным, ибо левая часть равенств (251) и (252) находится в прямой зависимости от удельного сопротивления слоя. Последняя величина определяется безусловно с ошибкой в предыдущей операции, поэтому положение предела, а следовательно, и мощность слоя находятся неоднозначно. При послойной интерпретации ошибки накапливаются. В общем случае решение будет неустойчивым, и для получения однозначного ответа необходимо знать контрольные параметры — сопротивления (или мощности) промежуточных пластов.

Способ Белозеровой

Метод последовательных приближений можно несколько упростить и сделать более надежным, если за критерий сходимости вместо уравнения типа (251) или (252) принять более общее и простое уравнение следующего вида:

$$\psi_p(m) = \psi_0 = \text{const} > 1, \tag{253}$$

где

$$\psi_p(m) = \frac{1 + R_p(m)}{1 - R_p(m)} e^{-2mh_p}.$$

Информативная функция $\psi_p(m)$ обладает замечательным свойством: в пределах интервала пространственных частот, несущих информацию о слое с индексом p, она принимает согласно формулам (249)—(252) постоянное значение. Следовательно, пользуясь критерием (253), можно сократить объем вычислительных операций почти в 2 раза и избавиться при этом от прямого влияния ошибок определения удельного сопротивления на сходимость результатов интерпретации. Разумеется, это не означает, что указанные ошибки исчезают бесследно. Они оказывают влияние на точность вычисления промежуточных функций $R_p(m)$ как в предыдущем способе, так и в рассматриваемом варианте. Однако существенным здесь является то, что мощность каждого слоя определяется независимо от его удельного сопротивления. Удельное сопротивление не входит явно в уравнение (253).

При интерпретации по способу И. С. Белозеровой (Пермский государственный университет) предусматривается следующий порядок операций:

1) для заданной функции $R_p(m)$, где $p = 1, 2, 3, \ldots$, выбирают такой интервал (m_a, m_b), в котором содержится информация об этом слое;

2) оценивают мощность слоя h_p в первом приближении и вычисляют функцию $\psi_p(m)$ в данном интервале;

3) корректируя величину мощности, операцию 2 повторяют до тех пор, пока не будет выполнено условие (253), хотя бы для части выделенного интервала;

4) по достижении сходимости величину мощности слоя фиксируют и определяют предельное значение информативной функции ψ_{p0};

5) вычисляют относительное сопротивление следующего слоя по формуле

$$\frac{\rho_{p+1}}{\rho_p} = \frac{\psi_{p0} - 1}{\psi_{p0} + 1}; \quad |\psi_{p0}| > 1; \tag{254}$$

6) зная мощность слоя и относительное удельное сопротивление, функцию $R_p(m)$ пересчитывают по формуле (249) на кровлю следующего $(p+1)$-го слоя;

7) операции 1—6 повторяют для вновь полученной функции $R_{p+1}(m)$, определенной в оставшемся диапазоне (m_0, m_b).

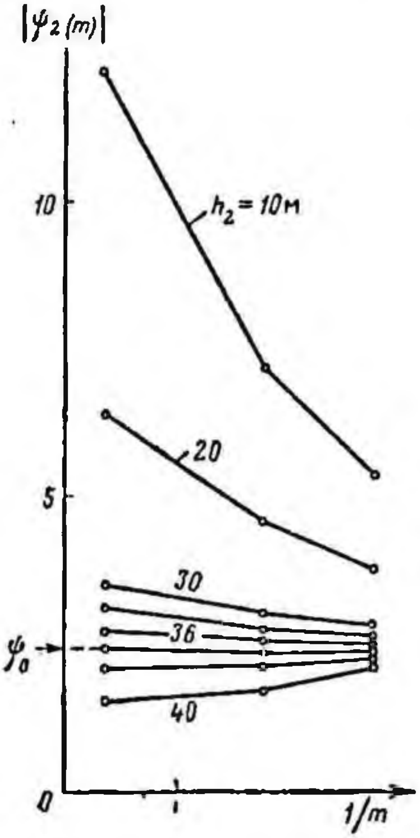


Рис. 49. График сходимости информативной функции $\psi_2(m)$ при численной интерпретации по способу Белозеровой

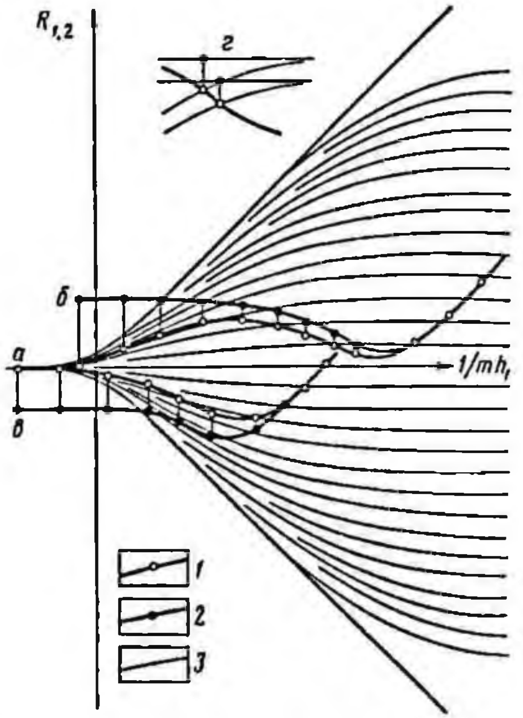


Рис. 50. Способ графической трансформации функции $R_1(m)$ в $R_2(m)$, $R_2(m)$ в $R_3(m)$ и т. д. с помощью двухслойной палетки.

а — график $\rho_1 R_1$; *б* — график $\rho_2 R_2$; *в* — график $\rho_* R_2$; *г* — участок трансформации в увеличенном виде; *1* — график исходной функции; *2* — результат трансформации; *3* — палеточные кривые для различных модулей μ_2

Сходимость процесса интерпретации в операции 3 можно оценить численно по формуле

$$\left|\frac{\psi_p^{(s-1)}(m)-\psi_p^{(s)}(m)}{h_p^{(s-1)}-h_p^{(s)}}\right|=\min, \tag{255}$$

где s — номер соответствующего приближения.

Сходимость можно определить также визуально — по серии графиков $\varphi_p^s(m)$, как показано на рис. 49.

Способ двухслойной палетки [1]

Все перечисленные выше операции: определение мощности и относительного удельного сопротивления слоя, пересчет функции $R_1(m)$ вниз (или вверх), корректировку и уточнение параметров можно выполнить графически с помощью двухслойной палетки функции $R_{1,2}(m)$. Для удобства ее составляют в логарифмическом масштабе с масштабным коэффициентом, равным 10 см. По оси абсцисс откладывают $\lg 1/mh_1$, а по оси ординат — $\lg R_{1,2}(m)$ для серии относительных сопротивлений $\mu_2 = \rho_2/\rho_1$, меняющихся по закону геометрической прогрессии с коэффициентом $\sqrt[10]{10}$ (т. е. через 0,1 модуля логарифмического масштаба). По внешнему виду палетка похожа на двухслойную палетку кривых ВЭЗ и отличается от нее симметричностью графиков относительно горизонтальной оси (рис. 50).

Интерпретируемый график функции $R_1(m)$ вычерчивают на прозрачном билогарифмическом бланке с таким же масштабным коэффициентом, как и у палетки. По оси абсцисс откладывают значения $1/m$, а по оси ординат — $\rho_1 R_1(m)$. Бланк накладывают на палетку так, чтобы левая часть графика в интервале относительно больших m хорошо совместилась с палеточными кривыми. Вертикальная ось палетки отметит на бланке абсциссу, численно равную мощности первого слоя h_1.

Согласно формуле (238)

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} R_2(m) = \frac{\text{th}}{\text{cth}}\left[-mh_1 + \frac{\text{Arth}}{\text{Arcth}} R_1(m)\right]. \qquad (256)$$

Левую часть равенства (256) в виде графика зависимости $(\rho_2/\rho_1) R_2$ от $1/m$ можно получить путем простой трансформации исходного графика $R_1(1/m)$ с помощью палетки. С этой целью после определения h_1 бланк фиксируют относительно палетки. Затем точки пересечения графика $R_1(1/m)$ с палеточными кривыми переносят по вертикали вверх (или вниз) до встречи с соответствующими горизонтальными прямыми, являющимися асимптотами этих кривых, как показано на рис. 50. Новые точки пересечения соединяют плавной кривой и получают искомый график для всего рабочего диапазона m. В левой части, т. е. в интервале больших m, график выходит на горизонтальную асимптоту с искомым значением $\rho_2/\rho_1 = \text{const}$.

Принимая вновь полученный график за исходный, его интерпретируют так же, как и первый. Левую часть в интервале достаточно больших пространственных частот m сопоставляют с двухслойной палеткой и находят мощность второго слоя h_2. Затем интерпретируемый график вновь трансформируют по описанной методике и получают третий график вида $(\rho_3/\rho_2 R_3(1/m)$. По левой асимптоте последнего определяют относительное сопротивление третьего слоя ρ_3/ρ_2 и т. д.

---

[1] Параллельно с автором аналогичный способ разработал О. Коэфоед (1970).

Очевидно, что для получения однозначных результатов необходимо знать сопротивления промежуточных пластов или пределы их изменения. В частном случае, когда мощность выделяемого пласта сравнительно велика, например, превышает глубину залегания его кровли в 2 раза и более, а сопротивление подстилающего слоя отличается от сопротивления пласта не более чем в 10 раз, искомые параметры определяются однозначно и можно обойтись без дополнительной информации. При этом ошибки интерпретации будут обусловлены главным образом неточностью графических построений.

Результаты интерпретации могут быть проверены путем графического построения исходного графика $R_1(1/m)$ с помощью той же двухслойной палетки. Согласно формулам (238) для этой цели надо осуществить трансформацию функции $R_p(1/m)$ снизу вверх, с подошвы на кровлю каждого слоя. Зная приемы графической трансформации функции $R_p(1/m)$ сверху вниз, нетрудно представить себе обратную схему преобразований.

Графические и численные методы интерпретации функции $R_1(m)$ обладают рядом достоинств по сравнению с непосредственной интерпретацией кривых кажущегося сопротивления. Во-первых, применение регуляризирующих алгоритмов на стадии пересчета $\rho_к(r)$ и $R_1(m)$ способствует повышению устойчивости решения обратной задачи. Во-вторых, для интерпретации функции $R_1(m)$ требуется всего одна двухслойная палетка, в результате чего процесс интерпретации значительно облегчается и ускоряется. В-третьих, для уточнения полученных параметров можно успешно использовать простой и нетрудоемкий метод последовательных приближений, предложенный И. С. Белозеровой. В-четвертых, на базе метода Белозеровой представляется возможным разработать эффективный алгоритм машинной интерпретации результатов ВЭЗ с последовательным уточнением искомых параметров.

§ 33. ЧИСЛЕННЫЕ И ГРАФИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБОБЩЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ (S, ρ_l, H) ПО КРИВЫМ ВЭЗ

При интерпретации многослойных кривых ВЭЗ, оканчивающихся правой восходящей ветвью, глубину до опорного горизонта обычно вычисляют по формуле Гуммеля $H = S\rho_l$. Все три величины, входящие в эту формулу, называют обобщенными параметрами разреза.

Суммарную продольную проводимость S определяют несколькими способами. Наиболее просто величина S находится в том случае, когда опорный горизонт имеет практически бесконечно высокое сопротивление и правая ветвь кривой поднимается под углом 45° к горизонтальной оси бланка. К ней проводят касательную и находят точку пересечения этой касательной с одной из основных горизонтальных осей бланка, имеющих отметки $\rho_к = 1$; 10 или 100. Абсцисса точки пересечения, уменьшенная, соответственно, в 1; 10; 100 раз будет численно равна S.

Часто приходится обрабатывать кривые ВЭЗ с пологой правой ветвью, наклоненной к оси абсцисс под углом меньше 45°. В этом случае продольную проводимость определяют путем сопоставления правой ветви кривой с двухслойной палеткой. При достижении наилучшего совмещения на бланке отмечают точку пересечения палеточной линии S ($\mu_2 = \infty$) с одной из основных горизонтальных осей бланка. Чтобы исключить неопределенность, применяют способ многократных сопоставлений правой ветви с несколькими палеточными кривыми, начиная от большего модуля μ_2 к меньшему. При каждом таком совмещении на бланке отмечают положение креста палетки (h_1, ρ_1). Совокупность этих точек отобразит фактическое положение линии S на бланке.

Более определенно значение S находят путем сопоставления всей правой ветви кривой зондирования, включая минимум, с одной из сводных палеток Н—А—ν_2 (см. § 23).

Для контроля целесообразно воспользоваться численными приемами, вытекающими из асимптотики кривых ВЭЗ.

При $\rho_n = \infty$

$$S = r/\rho_к.$$

При $\rho_n \neq \infty$ (пологая правая ветвь)

$$S = \frac{r}{2\rho_к}\left(\frac{\alpha}{45} + \frac{1+\operatorname{tg}^2\alpha}{2}\right); \qquad (257)$$

$$S = \frac{r}{\rho_к}\left(1 - \frac{\rho_к}{\rho_n}\right); \qquad (258)$$

$$S = \frac{r_1 r_2}{\rho_{к_1}\rho_{к_2}} \cdot \frac{\rho_{к_2} - \rho_{к_1}}{r_2 - r_1}, \qquad (259)$$

где r, r_1, r_2, $\rho_к$, $\rho_{к_1}$ и $\rho_{к_2}$ — соответственно абсциссы и ординаты точек на правой восходящей ветви кривой зондирования в окрестности точки перегиба (см. формулы (29) и (30); α — угол наклона касательной к правой ветви (Матвеев, Шкабарня, 1963); ρ_n — среднее удельное сопротивление опорного пласта, которое можно также вычислить по асимптотическим формулам (29), (30).

Численные способы расширяют возможности интерпретации и практически позволяют найти продольную проводимость до любого опорного горизонта, выделяемого на кривой ВЭЗ по одному или двум значениям кажущихся сопротивлений.

Среднее продольное сопротивление ρ_l слоистой толщи, покрывающей опорный горизонт, определяют по данным параметрических наблюдений вблизи скважин.

$$\rho_l = H/S,$$

где H — глубина залегания опорного горизонта по данным бурения и каротажа; S — продольная проводимость по результатам ВЭЗ.

Часто вместо истинного продольного сопротивления пользуются эффективным его значением, которое находят непосредственно по измеренным значениям кажущегося сопротивления, в частности, по минимуму ВЭЗ и ДОЗ, а также из корреляционной зависимости $\rho_l = f(S)$. Один из способов определения эффективного значения ρ_l описан в § 19. В ряде случаев, когда проводящий комплекс пород представлен изотропными отложениями, величину ρ_l можно оценить по минимуму радиальной кривой зондирования. Известно, что при $\nu_2 \geq 3$ $\rho_{r_{min}} \approx \rho_l$. Кривые радиального зондирования обычно получают путем трансформации по пятиточечной формуле Л. М. Альпина

$$\rho_r = \rho_{\kappa_0}[1 - 2{,}215 \lg(\rho_{\kappa_{+1}}/\rho_{\kappa_{-1}}) + 0{,}277 \lg(\rho_{\kappa_{+2}}/\rho_{\kappa_{-2}})] \qquad (260)$$

или приближенной трехточечной формуле Г. Д. Цекова

$$\rho_r = 0{,}750\rho_{\kappa_0} + 0{,}853\rho_{\kappa_{-1}} - 0{,}603\rho_{\kappa_{+1}}. \qquad (261)$$

При этом интервал между замерами на графике ВЭЗ должен составлять $\sqrt{2}$. Подобную трансформацию имеет смысл рекомендовать для всего интервала разносов в случае слабо дифференцированного разреза. По кривой ДОЗ уточняют тип разреза и выделяют «слепые» пласты, не проявившиеся на кривой ВЭЗ в силу эффекта экранирования.

Устойчивая корреляционная связь между ρ_l и S возможна лишь в том случае, если оба эти параметра взаимозависимы безусловно. На самом деле известны условия постоянства параметра ρ_l (Каленов, 1957) при изменяющейся мощности, а следовательно, и продольной проводимости. Можно доказать условия постоянства S при изменяющемся ρ_l и т. п. Формальное использование зависимости $\rho_l = f(S)$ может привести к грубейшим ошибкам. В этой связи заслуживают внимание статистические способы, основанные на использовании совокупности следующих корреляционных зависимостей разного типа:

$$\rho_l = f_1(S); \quad \rho_l = f_2(\rho_{\kappa_{min}}); \quad \rho_l = f_3(r_{min});$$

$$\rho_l = f_4(H); \quad \rho_{н.т} = f_5(S); \quad \rho_{н.т} = f_6(r_{min});$$

$$H = f_7(S); \quad H = f_8(r_{min}) \text{ и т. п.},$$

где r_{min}, $\rho_{\kappa_{min}}$ — абсцисса и ордината минимума на кривой ВЭЗ; $\rho_{н.т}$ — удельное сопротивление надопорной толщи.

Исходными данными для построения этих зависимостей могут служить расчетные материалы, графически построенные кривые ВЭЗ, данные бурения, каротажа, сейсморазведки и общие геологические сведения о районе (Фомина, 1960; Беселовский, Зильберштейн, 1962).

В сейсморазведке для повышения точности эффективных параметров во много раз увеличивают плотность наблюдения (например, в методе общей глубинной точки — ОГТ). Вероятно это один из возможных путей и для метода ВЭЗ на современном этапе его развития.

Глубину залегания до опорного горизонта $z = H$ можно предварительно оценить по правой асимптотической ветви кривой зондирования одним из следующих способов.

1. Способ Цекова (1948) для случая, когда $\rho_n = \infty$, основан на определении абсциссы точки «отрыва» x_0, начиная с которой кривая ВЭЗ практически отрывается от своей асимптоты, наклоненной под углом 45° к горизонтальной оси. При $\nu_2 > 3$ и $1/9 \leqslant \mu_2 < 4$ глубину опорного горизонта вычисляют по формуле

$$H = x_0/2. \tag{262}$$

Ошибки вычисления H не превышают 10%.

2. Способ Матвеева для случая $\rho_n \neq \infty$ основан на экспериментальном факте, согласно которому касательная к пологой восходящей ветви кривой ВЭЗ, проведенная через точку перегиба, и линия S пересекаются в точке Гуммеля (H, ρ_l). При $\nu_2 \geqslant 2$ ошибки не превышают 10% практически при любом соотношении сопротивлений (Матвеев, 1962).

3. Способ последовательных приближений Шкабарни является аналитическим вариантом предыдущего способа. Координаты точки Гуммеля находят численным путем, последовательно решая уравнение

$$\lg \rho_l = \lg \rho_к - \operatorname{tg} \alpha \lg (r/H), \tag{263}$$

где α — угол наклона касательной к правой ветви; r и $\rho_к$ — абсцисса и ордината кажущегося сопротивления в окрестности точки перегиба (на касательной).

Первое значение H' задают приближенно, вычисляют ρ_l' и $H'' = \rho_l' S$, где S — известная величина. Затем в формулу подставляют второе приближение H'' и получают ρ_l'' и т. д. Применяя метод «вилки», вычисления можно сократить до трех—четырех циклов.

В качестве дополнительных способов интерпретации применяют различные номограммы, составленные главным образом по результатам анализа трехслойных палеток с учетом особенностей конкретного района или рассматриваемого типа кривых ВЭЗ (Крейнес, 1957; Джафаров, 1959; Ряполова, 1972 и др.). Как правило, все эти номограммы предназначены для условий с ограниченным действием принципа эквивалентности, т. е. когда мощность надопорного слоя более чем в 2 раза превышает мощность покровных образований. В этих условиях палеточные и численные методы дают вполне надежные результаты, если, разумеется, нет искажений.

§ 34. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Зависимость амплитуд и фаз импеданса или кажущегося сопротивления от периода вариаций выражается зачастую сложным графиком с несколькими экстремумами или участками перегиба, что затрудняет, а в ряде случаев почти полностью исключает применение палеток. Интерпретацию выполняют либо по методу подбора, либо численными методами. В случае горизонтально-слоистого разреза используют совокупность амплитуд и фаз. Такие алгоритмы прямой численной интерпретации разрабатывались рядом авторов (Москвичев, 1965; Анищенко, 1965; Kostecki, 1966; Матвеев, 1970; Шкабария, Гриценко, 1971). Е. И. Москвичевым (1965) предложен способ численной интерпретации для двухслойных и трехслойных сред. Недостатком способа является громоздкость вычислений при наличии в разрезе более двух слоев. Идеи Е. И. Москвичева развиты в работе Н. Г. Шкабарии и В. Г. Гриценко (1971).

Рассмотрим обобщенный численный способ, основанный на рекуррентных свойствах импеданса и пригодный принципиально для интерпретации результатов при любом числе слоев в разрезе. Способ применим также для интерпретации материалов частотного зондирования в волновом диапазоне.

Комплексное кажущееся сопротивление в методе магнитотеллурического зондирования связано с параметрами среды посредством приведенного импеданса. Импеданс можно вычислить на любой плоскости, зная его значение на соседних границах раздела. Иными словами, его можно пересчитать с одной границы на другую как в верхнее, так и в нижнее полупространство (Бердичевский, 1968; Матвеев, 1970; Шкабария, Гриценко, 1971). Эти особенности и положены в основу при разработке приемов послойной интерпретации подобно тому, как это было сделано в методе ВЭЗ.

Для решения обратной задачи воспользуемся рекуррентными соотношениями (70), (71). Формула (70) удобна для пересчета приведенного импеданса с кровли любого нижнего p-го слоя вверх на кровлю $p+1$-го слоя. Формула (71) предназначена для пересчета импеданса, определенного на поверхности любого верхнего слоя, в нижнее полупространство на кровлю следующего слоя. На этой основе разработана схема послойной интерпретации амплитудно-фазовых наблюдений.

Допустим, что мы располагаем результатами магнитотеллурических измерений в широком диапазоне периодов над горизонтально-слоистой средой. Число слоев неизвестно. Обозначим

$$R_1(\omega) = \mathrm{Re}_1 + i\mathrm{Im}_1.$$

В символической форме

$$\rho_T/\rho_1 = (|\rho_T|/\rho_1)\, e^{i\varphi_T},$$

где

$$\frac{|\rho_T|}{\rho_1} = \mathrm{Re}_1^2 + \mathrm{Im}_1^2 \text{ — амплитуда;}$$

$$\left.\begin{aligned} \varphi_T &= \arg R_1^2 = 2\,\mathrm{arctg}\frac{\mathrm{Im}_1}{\mathrm{Re}_1}, \\ \psi_T &= \psi_{E_x} - \psi_{H_y} = \frac{\varphi_T}{2} - \frac{\pi}{4}. \end{aligned}\right\} \text{— фазовые соотношения при МТЗ.}$$

Зная амплитуду и фазу, можно найти действительные и мнимые числа для любого периода вариаций.

$$\mathrm{Re}_1 = \sqrt{\frac{|\rho_T|}{\rho_1}} \cos\frac{\varphi_T}{2}; \qquad \mathrm{Im}_1 = \sqrt{\frac{|\rho_T|}{\rho_1}} \sin\frac{\varphi_T}{2}$$

или

$$\mathrm{Re}_1 = \frac{|Z|\sqrt{T}}{\sqrt{5\rho_1}} \cos\left(\psi_T + \frac{\pi}{4}\right); \qquad \mathrm{Im}_1 = \frac{|Z|\sqrt{T}}{\sqrt{5\rho_1}} \sin\left(\psi_T + \frac{\pi}{4}\right),$$

где $|Z|$ — амплитуда импеданса; ψ_T — фаза импеданса.

Предположим, что мощности пластов, слагающих геоэлектрический разрез, нарастают с глубиной. Мощность каждого последующего слоя превышает суммарную мощность покрывающих отложений. В таком случае можно допустить, что в диапазоне малых периодов $R_2(\omega) \approx 1$, и приведенный импеданс на кровле первого слоя запишется так:

$$R_1(\omega) = \frac{\mathrm{th}}{\mathrm{cth}}\left(k_1 h_1 + \frac{\mathrm{Arth}}{\mathrm{Arcth}} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\right).$$

Возьмем от правой и левой частей обратные гиперболические функции

$$\frac{\mathrm{Arth}}{\mathrm{Arcth}}[R_1(\omega)] = k_1 h_1 + \frac{\mathrm{Arth}}{\mathrm{Arcth}}\left[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\right].$$

Отсюда, переходя к логарифмам, получим:

$$\ln\left|\frac{1+R_1(\omega)}{1-R_1(\omega)}\right| = 2k_1 h_1 + \ln\left|\frac{\sqrt{\rho_2}+\sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2}-\sqrt{\rho_1}}\right|. \tag{264}$$

Аналогичные выражения можно найти для второго, третьего и последующих слоев. Например, для второго слоя

$$\ln\left|\frac{1+R_2(\omega)}{1-R_2(\omega)}\right| = 2k_2 h_2 + \ln\left|\frac{\sqrt{\rho_3}+\sqrt{\rho_2}}{\sqrt{\rho_3}-\sqrt{\rho_2}}\right|. \tag{265}$$

Для реализации численных расчетов по формуле (264) преобразуем ее элементы. Отношение, стоящее под знаком логарифма в левой части уравнения, запишем в алгебраической форме:

$$\frac{1+R_1(\omega)}{1-R_1(\omega)} = \frac{1+\mathrm{Re}_1+i\mathrm{Im}_1}{1-\mathrm{Re}_1-i\mathrm{Im}_1} = a_1 + ib_1 = \sqrt{a_1^2+b_1^2}\, e^{i\theta}, \tag{266}$$

где

$$a_1 = \frac{1-\mathrm{Re}_1^2-\mathrm{Im}_1^2}{(1-\mathrm{Re}_1)^2+\mathrm{Im}_1^2}; \qquad b_1 = \frac{2\mathrm{Im}_1}{(1-\mathrm{Re}_1)^2+\mathrm{Im}_1^2};$$

$$\theta_1 = \mathrm{arctg}\,(b_1/a_1).$$

Далее запишем:

$$2k_1 h_1 = \frac{4\pi h_1}{\sqrt{10T\rho_1}}(1-i) = \frac{3{,}97 h_1}{\sqrt{T}\sqrt{\rho_1}}(1-i); \qquad c_{1,2} = \frac{\sqrt{\rho_2}-\sqrt{\rho_1}}{\sqrt{\rho_2}+\sqrt{\rho_1}}.$$

Подставляя преобразованные элементы в формулу (264), найдем:

$$\ln\sqrt{a_1^2+b_1^2}+i\theta_1=\frac{3{,}97h_1}{\sqrt{T}\sqrt{\rho_1}}-i\frac{3{,}97h_1}{\sqrt{T}\sqrt{\rho_1}}+\ln\left|\frac{1}{c_{1,2}}\right|.$$

Отсюда, выделяя вещественную и мнимую части главного значения логарифма, получим удобные формулы для определения параметров первого слоя:

$$\ln\sqrt{a_1^2+b_1^2}=\frac{3{,}97h_1}{\sqrt{T}\sqrt{\rho_1}}+\ln\left|\frac{1}{c_{1,2}}\right|; \tag{267}$$

$$-\theta_1=\frac{3{,}97\,h_1}{\sqrt{T}\sqrt{\rho_1}}; \tag{268}$$

$$|c_{1,2}|=\frac{e^{-\theta_1}}{\sqrt{a_1^2+b_1^2}}. \tag{269}$$

Знак у $c_{1,2}$ определяется из условия

$$c_{1,2}>0, \quad \text{если} \quad a_1<0;$$
$$c_{1,2}<0, \quad \text{если} \quad a_1>0.$$

С учетом знака вычисляем:

$$\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}=\frac{1-c_{1,2}}{1+c_{1,2}}. \tag{270}$$

Систему уравнений типа (267) можно решить графически, откладывая по оси абсцисс в арифметическом масштабе величину $1/\sqrt{T}$, а по оси ординат $-\ln\sqrt{a_1^2+b_1^2}$. Точки графика согласно (267) должны лечь на прямую с угловым коэффициентом, численно равным $3{,}97\ h_1/\sqrt{\rho_1}$ или $1{,}72\ h_1/\sqrt{\rho_1}$, если вертикальная шкала размечена в десятичных логарифмах. Прямая отсекает на оси ординат отрезок, численно равный $\ln|1/c_{1,2}|$.

Найдя параметры первого слоя, по формуле (71), можно вычислить импеданс на кровле второго слоя:

$$R_2(\omega)=\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}\,\frac{-1+\Psi_1(\omega)}{1+\Psi_1(\omega)}, \tag{271}$$

где

$$\Psi_1(\omega)=\frac{1+R_1(\omega)}{1-R_1(\omega)}e^{\theta_1(1-i)}.$$

Для удобства расчетов запишем формулу (271) в алгебраической форме:

$$R_2(\omega)=\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}\left[\frac{A_1^2+B_1^2-1}{(A_1+1)^2+B_1^2}-i\frac{2B_1}{(A_1+1)^2+B_1^2}\right]=\mathrm{Re}_2+i\mathrm{Im}_2, \tag{272}$$

где

$$\left.\begin{aligned}A_1&=e^{\theta_1}(a_1\cos\theta_1+b_1\sin\theta_1);\\ B_1&=e^{\theta_1}(a_1\sin\theta_1-b_1\cos\theta_1);\end{aligned}\right\} \tag{273}$$

$$\mathrm{Re}_2 = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}\,\frac{A_1^2+B_1^2-1}{(A_1+1)^2+B_1^2}; \qquad \mathrm{Im}_2 = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}\,\frac{-2B_1}{(A_1+1)^2+B_1^2}; \tag{274}$$

$$a_2 = \frac{1-\mathrm{Re}_2^2-\mathrm{Im}_2^2}{(1-\mathrm{Re}_2)^2+\mathrm{Im}_2^2}; \qquad b_2 = \frac{2\,\mathrm{Im}_2}{(1-\mathrm{Re}_2)^2+\mathrm{Im}_2^2}; \tag{275}$$

$$\theta_2 = \operatorname{arctg}(b_2/a_2). \tag{276}$$

В соответствии с уравнением (265) параметры второго слоя найдем по формулам:

$$\ln\sqrt{a_2^2+b_2^2} = \frac{3{,}97h_2}{\sqrt{T}\,\sqrt{\rho_2}} + \ln\left|\frac{1}{c_{2,3}}\right|; \tag{277}$$

$$-\theta_2 = \frac{3{,}97}{\sqrt{T}}\cdot\frac{h_2}{\sqrt{\rho_2}}; \tag{278}$$

$$|c_{2,3}| = \frac{e^{-\theta_2}}{\sqrt{a_2^2+l_2^2}}. \tag{279}$$

В диапазоне относительно малых периодов (в зоне влияния первого слоя) согласно нашему предположению $R_2(\omega) \approx 1$, т. е. эта функция вещественна, и коэффициент $B_1 = 0$. Отсюда из выражения (272) найдем формулы контроля:

$$R_2(\omega) = \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}\,\frac{A_1^2-1}{(A_1+1)^2} \approx 1;$$

$$\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} = \frac{(A_1+1)^2}{A_1^2-1} = \frac{A_1+1}{A_1-1} = \mathrm{const}; \tag{280}$$

$$c_{1,2} = -A_1. \tag{281}$$

Следовательно, в соответствии с формулами (269), (280) и (281) параметры первого слоя можно искать по методу последовательных приближений (как в ВЭЗ — формула (255), используя в качестве критерия сходимости следующее уравнение:

$$|A_1| = \frac{\exp\left[(4\pi h_1)/\sqrt{10T\rho_1}\,\right]}{\sqrt{a_1^2+l_1^2}} = \mathrm{const}. \tag{282}$$

Очевидно аналогичные контрольные формулы можно записать для второго и последующих слоев.

Порядок вычислений по методу последовательных приближений следующий. Имея амплитуду и фазу для фиксированного периода, вычисляют значения a_1 и b_1 для последовательности параметров $h_1/\sqrt{\rho_1}$ до тех пор, пока не будет выполнено условие

$$\frac{\left|A_1^{h_{s-1}}\right| - \left|A_1^{h_s}\right|}{h_{s-1}-h_s} = \min.$$

Здесь s — номер соответствующего приближения.

Предельное значение A_1 используется для вычислений параметра $\sqrt{\rho_2/\rho_1}$ по формуле (280). После этого приведенный импеданс пересчитывают на следующую границу раздела и операции повторяют. На рис. 51 показаны трехслойные амплитудные и фазовые кривые МТЗ для разреза типа II с параметрами: $h_1 = 1$; $h_2 = 2$; $\rho_1 = 1$; $\rho_2 = 1/16$; $\rho_3 = \infty$ и результаты пересчета их на кровлю второго слоя (Шкабарня, Гриценко, 1971).

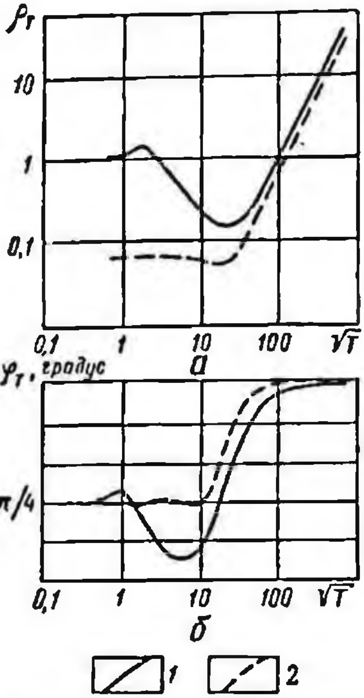


Рис. 51. Пример пересчета амплитудных (*а*) и фазовых (*б*) кривых МТЗ с кровли первого слоя на кровлю второго (по Н. Г. Шкабарне и В. Г. Гриценко).

1 — исходная кривая МТЗ типа II; 2 — трансформированная кривая

Описанный способ может быть использован для интерпретации результатов зондирований, выполненных в узком диапазоне периодов, например при МТП, если сопротивление опорного горизонта невелико и исходные данные содержат информацию об искомом пласте.

§ 35. ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ СПОСОБЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ МАГНИТОТЕЛЛУРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Приближенные численные способы разработаны на основе анализа двух- и трехслойных теоретических кривых МТЗ и асимптотики импеданса. Прежде всего заметим, что по восходящей и нисходящей ветвям любых многослойных кривых можно графическим путем или с помощью палеток определить обобщенные параметры среды: суммарные продольную проводимость и мощность (см. § 5 и 25). Для определения суммарной продольной проводимости используют следующие приближенные формулы (Завадская, 1964):

$$S = 356\sqrt{T/\rho_T} = 796/|Z| \quad (\rho_n = \infty);$$

$$S \approx 520\sqrt{\frac{T_{\min}}{\rho_{T_{\min}}}},$$

где $\sqrt{T}$ и ρ_T — абсцисса и ордината на асимптотической восходящей ветви кривой (при $\rho_n = \infty$); $\sqrt{T_{\min}}$, $\rho_{T_{\min}}$ — координаты минимума на кривой типа II; $|Z|$ — амплитуда импеданса.

Широко известны формулы М. Н. Бердичевского (1968) для главного и расширенного интервала МТП

$$S \approx 796\left[\frac{1}{|Z|} - \sqrt{\frac{T}{10\rho_n}}\right]; \quad S \approx 796\,\frac{1+0{,}45T_{\min}/T}{|Z|}.$$

Автором предложены следующие двухточечные формулы для интервала S:

$$S \approx \frac{\sqrt{T_1 T_2}}{\sqrt{\rho_{T_1} \rho_{T_2}}} \cdot \frac{\sqrt{\rho_{T_2}} - \sqrt{\rho_{T_1}}}{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}};$$

$$S \approx \frac{796}{|Z_2 Z_1|} \cdot \frac{|Z_2| \sqrt{T_2} - |Z_1| \sqrt{T_1}}{\sqrt{T_2 \rho_{T_1}} - \sqrt{T_1 \rho_{T_2}}}.$$

Удельное сопротивление опорного горизонта в случае, когда $\rho_n \neq \infty$ можно приближенно вычислить по двухточечным формулам

$$\rho_n \approx \frac{\rho_{T_1} \rho_{T_2}}{2} \left[\frac{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}}{\sqrt{T_2 \rho_{T_1}} - \sqrt{T_1 \rho_{T_2}}} \right]^2;$$

$$\rho_n \approx 0{,}1 \left[\frac{|Z_1 Z_2| (\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1})}{|Z_1| - |Z_2|} \right]^2,$$

где T_1, T_2, ρ_{T_1}, ρ_{T_2}, Z_1 и Z_2 — соответственно, значения периодов, кажущихся сопротивлений и импедансов в интервале S.

Опробование двухточечных формул (Шувалов, 1970) показало, что при отборе исходных данных для вычисления интервал между двумя соседними абсциссами на кривой МТЗ должен быть не более, чем $\sqrt{2}$.

Суммарную мощность хорошо проводящих пород в разрезах типа Н и А вычисляют по формуле Гуммеля

$$H = S \rho_l.$$

Известны также приближенные эмпирические формулы Т. Н. Завадской (1964) и Г. Д. Цекова (1967)

$$H \approx 0{,}625 \sqrt{T_{\min} \rho_2};$$

$$H \approx \frac{\sqrt{T_{\min} \rho_{T_{\min}}}}{1{,}67c},$$

где ρ_2 — среднее удельное сопротивление проводящей толщи, залегающей непосредственно над опорным горизонтом; c — коэффициент, зависящий от ν_2 и μ_2; при $\nu_2 \geqslant 4$ $c \approx 1$, при $\nu_2 < 4$ $1 < c \leqslant 2{,}2$.

Относительное удельное сопротивление второго слоя ρ_2/ρ_1 можно оценить по минимуму на фазовой кривой МТЗ (Бердичевский, Сафонов, 1972)

$$\rho_2/\rho_1 \approx 0{,}0035 e^{0{,}1242 (\varphi_{\min} + 90^\circ)} \quad (\rho_3 = \rho_1);$$

$$\rho_2/\rho_1 \approx 0{,}0048 e^{0{,}1219 (\varphi_{\min} + 90^\circ)} \quad (\rho_3 = \infty).$$

А. С. Сафоновым составлены специальные номограммы для оценки параметров по фазовым кривым (Бердичевский, Сафонов, 1972).

Среднее продольное удельное сопротивление ρ_l определяют по параметрическим замерам вблизи скважин и оценивают приближенно по эмпирическим формулам

$$\rho_l \approx p\rho_{T_{\min}};$$

$$\rho_l \approx q\sqrt{\rho_{T_{\min}}\rho_2},$$

где p и q — коэффициенты, найденные по результатам анализа трехслойных кривых типа H (Завадская, 1964; Бердичевский, 1968). При $\nu_2 \geqslant 2$ и $1/40 \leqslant \mu_2 \leqslant 1/4$ $p \approx 1$, при $\nu_2 < 2$ $p < 1$; при $\nu_2 \geqslant 1$ $q \approx 1{,}15 \div 1{,}20$.

Минимальное значение кажущегося сопротивления, если оно не проявилось на кривой зондирования, можно найти с помощью фазовой кривой.

$$\rho_{T_{\min}} \approx T_{\min}\left(\frac{520}{S}\right)^2;$$

$$T_{\min} \approx 1{,}8T_A,$$

где $\sqrt{T_A}$ — абсцисса начала координат фазовой кривой (креста палетки) при совмещении ее с палеткой (Бердичевский, 1968).

Кроме того, используют результаты частотного зондирования и становления поля в дальней зоне (Матвеев, 1966; Круль, Юдин, 1971).

$$\rho_{T_{\min}} \approx \begin{cases} 1{,}16\,|\rho_\omega|_{\min}; \\ 0{,}74\rho_{\tau_{\min}}; \end{cases}$$

$$\sqrt{T_{\min}} \approx \begin{cases} 1{,}11\sqrt{T_{\omega_{\min}}}; \\ 1{,}44\sqrt{2\pi t_{\min}}. \end{cases}$$

Суммарную мощность (в километрах), плохо проводящих пород (в разрезах типа K и Q), находят однозначно по правой нисходящей асимптоте (см. § 5), или приближенно по формулам

$$H \approx 0{,}396\sqrt{T'\rho'_T} \quad (\rho_n = 0);$$

$$H \approx 0{,}52\sqrt{T_{\max}\rho_{T_{\max}}},$$

где $\sqrt{T'}$, ρ'_T — абсцисса и ордината точки на правой ниспадающей ветви амплитудной кривой МТЗ; $\sqrt{T_{\max}}$, $\rho_{T_{\max}}$ — координаты максимума (Бердичевский, 1968).

В случае пологой нисходящей правой ветви ($\rho_n \neq 0$) кривой глубину залегания кровли опорного слоя и его удельное сопротивление ρ_n можно вычислить по двухточечным формулам

$$H \approx 356\sqrt{T_1T_2}\,\frac{\sqrt{\rho_{T_1}} - \sqrt{\rho_{T_2}}}{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}};$$

$$\rho_n \approx \left[\frac{\sqrt{T_2\rho_{\tau_2}} - \sqrt{T_1\rho_{\tau_1}}}{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}}\right]^2;$$

$$H \approx 159\sqrt{T_1T_2}\,\frac{|Z_1|\sqrt{T_1} - |Z_2|\sqrt{T_2}}{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}};$$

$$\rho_n \approx 0{,}1\left[\frac{|Z_2|\,T_2 - |Z_1|\,T_1}{\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}}\right]^2.$$

§ 36. ПРИБЛИЖЕННЫЕ СПОСОБЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ (ДЛЯ ДАЛЬНЕЙ ЗОНЫ)

Глубину залегания опорного горизонта в методе ЗСМ определяют главным образом по формуле Гуммеля. Достоверность интерпретации зависит от точности определения обобщенных параметров среды S и ρ_l. В благоприятных геоэлектрических условиях при известной закономерности изменения ρ_l способ S считается одним из самых простых и достаточно надежных.

Продольная проводимость S находится по уточненным палеткам поздней стадии (см. § 27).

Точное значение среднего продольного сопротивления можно определить лишь по результатам обработки параметрических кривых ЗСМ, полученных на участках, где глубина до опорного горизонта известна по данным бурения или сейсморазведки. Если имеется несколько параметрических наблюдений, то рекомендуется устанавливать статистические зависимости между ρ_l, минимальным значением кажущегося сопротивления $\rho_{\tau_{\min}}$, S и H (Ваньян, Бобровников, 1963; Ваньян, 1966). Параметрических скважин обычно мало или вовсе нет. Исследователи вынуждены искать способы определения эффективного значения ρ_l непосредственно по самой кривой ЗСМ. Для этой цели используют такие элементы кривой, как абсциссу и ординату минимума, угол наклона левой ветви, ординату максимума, отношение ординат максимума и минимума и др.[1] В благоприятных условиях эффективное значение ρ_l близко к истинному.

Возможность использования элементов кривой ЗСМ для оценки обобщенного параметра ρ_l вытекает из установленной Л. Л. Ваньяном закономерности, согласно которой в индукционных методах (МТЗ, ЧЗ, ЗС) кажущееся сопротивление тесно связано с продольными удельными сопротивлениями среды. Благоприятным фактором является также и то обстоятельство, что для проводящих разрезов принцип эквивалентности применим в узких пределах.

Наиболее отчетливый показатель изменения ρ_l — ордината минимума ЗСМ. При увеличении ρ_l ордината $\rho_{\tau_{\min}}$ возрастает, при уменьшении ρ_l — убывает.

---

[1] В настоящее время для интерпретации результатов зондирования по методу становления для дальней зоны составлен специальный альбом номограмм (Фомина, Терехин и др., 1971).

Перед тем, как использовать ординату минимума для качественных построений или вычисления ρ_l, в ее величину можно ввести поправки за наклоны приемного контура и опорного горизонта, если эти факторы являются причинами искажения. Исправленное значение $\rho_{\tau_{min}}$ вычисляют по следующей формуле:

$$\rho_{\tau_{min}} \approx \bar{\rho}_{\tau_{min}} + \Delta\rho'_{\tau_{min}} - \Delta\rho''_{\tau_{min}},$$

где $\bar{\rho}_{\tau_{min}}$ — искаженное значение;

$$\Delta\rho'_{\tau_{min}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{r}{S} \operatorname{tg} \gamma;$$

$$\Delta\rho''_{\tau_{min}} = \frac{x^2_{min}}{3} \cdot \frac{r}{S} \frac{r}{H} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sin \theta};$$

$$x_{min} = \frac{503 \sqrt{2\pi t_{min}}}{\sqrt{rS}}.$$

Угол γ наклона приемного контура отсчитывают от горизонтальной прямой r, соединяющей центры диполей, угол α (наклон опорного горизонта) берут положительным по падению пород; азимутальный угол θ считают положительным, если измерительный контур отнесен по падению пород; глубину H отсчитывают от середины питающего диполя по вертикали вниз.

При очень большой мощности проводящего надопорного слоя на кривой ЗСМ наблюдается широкий минимум, ордината которого численно приближается к величине среднего продольного сопротивления среды. На рис. 52 вверху показан график зависимости отношения $\rho_{\tau_{min}}/\rho_l$ от параметров трехслойного геоэлектрического разреза типа Н. При большой относительной мощности второго слоя $\nu_2 > 5$ $\rho_l \approx 0{,}9\rho_{\tau_{min}}$.

В средней части этого графика в широком диапазоне изменения ν_2 выделяются практически прямолинейные участки. Так, при $\mu_2 = 1/2$ и $1/4 \leqslant \nu_2 \leqslant 2$ $\rho_l \approx 0{,}75 \div 0{,}80\rho_{\tau_{min}}$, при $\mu_2 = 1/3$ и $1/4 \leqslant \nu_2 \leqslant 2$ $\rho_l \approx 0{,}60 \div 0{,}70\rho_{\tau_{min}}$, при $\mu_2 = 1/4$ и $1/4 \leqslant \nu_2 \leqslant 1$ $\rho_l \approx 0{,}40 \div 0{,}55\rho_{\tau_{min}}$.

Для средних соотношений сопротивлений при $\nu_2 > 1$ Л. Л. Ваньян (1963) нашел следующие простые зависимости:

$$\rho_{\tau_{min}} \approx \rho_l^2/\rho_2; \quad \sqrt{10^7 2\pi t_{min}\rho_1} \approx 3{,}75H\sqrt{\rho_1/\rho_2}, \tag{283}$$

где ρ_2 — среднее продольное удельное сопротивление надопорного слоя. Обозначая его для многослойной среды ρ_{n-1}, после соответствующих преобразований получим две группы формул:

$$H \approx 845\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}}; \quad H \approx 770\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}};$$

$$\rho_l \approx 845\frac{\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}}}{S}; \quad \rho_l \approx 770\frac{\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}}}{S};$$

$$\rho_l \approx \sqrt{\rho_{\tau_{min}}\rho_{n-1}}; \quad \rho_l \approx 1{,}1\sqrt{\rho_{\tau_{min}}\rho_{n-1}}.$$

Формулы левого столбца выведены непосредственно из соотношений (283), а в формулах правого столбца в коэффициент введена поправка, найденная М. Н. Юдиным, чтобы вычисленные величины были ближе к истинным. Сопротивление надопорного слоя ρ_{n-1} находят косвенными путями и полагают неизменным для отдельного профиля или ограниченной площади.

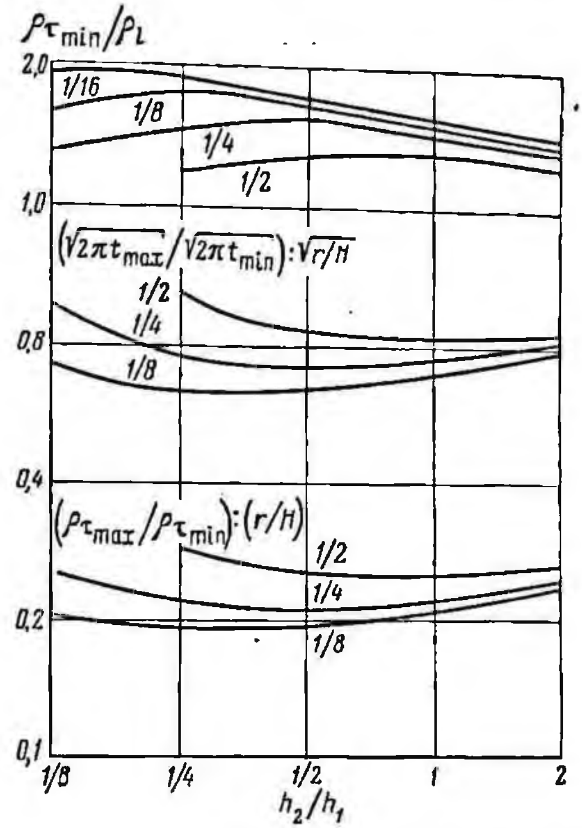


Рис. 52. График зависимости отношений ординат и абсцисс экстремумов на кривой ЗСМ от параметров геоэлектрического разреза типа Н.

Шифр кривых — μ_2

М. Н. Юдин (1966) предложил дополнить исходные данные еще одним параметром — углом β наклона касательной к левой ветви кривой ЗСМ.

$$\rho_l \approx \frac{1}{2}\rho_{\tau_{min}}\left(1 - 0{,}01\beta + \sqrt{\frac{\rho_{n-1}}{\rho_{\tau_{min}}}}\right).$$

При массовой обработке материалов целесообразно строить карты изменения параметров $\rho_{\tau_{min}}$, $\sqrt{2\pi t_{min}}$, ρ_{n-1}, β, а уже затем по осредненным на карте значениям вычислять средние продольные сопротивления. Возможности определения обобщенного параметра ρ_l значительно расширяются при комплексировании метода ЗСМ с магнитотеллурическими методами и сейсморазведкой МОВ и КМПВ.

В некоторых случаях полезно иметь в виду, что координаты максимума на кривых ЗСМ связаны с основными параметрами среды

Перед тем, как использовать ординату минимума для качественных построений или вычисления ρ_l, в ее величину можно ввести поправки за наклоны приемного контура и опорного горизонта, если эти факторы являются причинами искажения. Исправленное значение $\rho_{\tau_{min}}$ вычисляют по следующей формуле:

$$\rho_{\tau_{min}} \approx \bar{\rho}_{\tau_{min}} + \Delta\rho'_{\tau_{min}} - \Delta\rho''_{\tau_{min}},$$

где $\bar{\rho}_{\tau_{min}}$ — искаженное значение;

$$\Delta\rho'_{\tau_{min}} = \frac{2}{3}\cdot\frac{r}{S}\operatorname{tg}\gamma;$$

$$\Delta\rho''_{\tau_{min}} = \frac{x^2_{min}}{3}\cdot\frac{r}{S}\,\frac{r}{H}\,\frac{\operatorname{tg}\alpha}{\sin\theta};$$

$$x_{min} = \frac{503\sqrt{2\pi t_{min}}}{\sqrt{rS}}.$$

Угол γ наклона приемного контура отсчитывают от горизонтальной прямой r, соединяющей центры диполей, угол α (наклон опорного горизонта) берут положительным по падению пород; азимутальный угол θ считают положительным, если измерительный контур отнесен по падению пород; глубину H отсчитывают от середины питающего диполя по вертикали вниз.

При очень большой мощности проводящего надопорного слоя на кривой ЗСМ наблюдается широкий минимум, ордината которого численно приближается к величине среднего продольного сопротивления среды. На рис. 52 вверху показан график зависимости отношения $\rho_{\tau_{min}}/\rho_l$ от параметров трехслойного геоэлектрического разреза типа Н. При большой относительной мощности второго слоя $\nu_2 > 5$ $\rho_l \approx 0{,}9\rho_{\tau_{min}}$.

В средней части этого графика в широком диапазоне изменения ν_2 выделяются практически прямолинейные участки. Так, при $\mu_2 = 1/2$ и $1/4 \leqslant \nu_2 \leqslant 2$ $\rho_l \approx 0{,}75 \div 0{,}80\rho_{\tau_{min}}$, при $\mu_2 = 1/3$ и $1/4 \leqslant \nu_2 \leqslant 2$ $\rho_l \approx 0{,}60 \div 0{,}70\rho_{\tau_{min}}$, при $\mu_2 = 1/4$ и $1/4 \leqslant \nu_2 \leqslant 1$ $\rho_l \approx 0{,}40 \div 0{,}55\rho_{\tau_{min}}$.

Для средних соотношений сопротивлений при $\nu_2 > 1$ Л. Л. Ваньян (1963) нашел следующие простые зависимости:

$$\rho_{\tau_{min}} \approx \rho_l^2/\rho_2; \quad \sqrt{10^7 2\pi t_{min}\rho_1} \approx 3{,}75H\sqrt{\rho_1/\rho_2}, \tag{283}$$

где ρ_2 — среднее продольное удельное сопротивление надопорного слоя. Обозначая его для многослойной среды ρ_{n-1}, после соответствующих преобразований получим две группы формул:

$$H \approx 845\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}}; \quad H \approx 770\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}};$$

$$\rho_l \approx 845\frac{\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}}}{S}; \quad \rho_l \approx 770\frac{\sqrt{2\pi t_{min}\rho_{n-1}}}{S};$$

$$\rho_l \approx \sqrt{\rho_{\tau_{min}}\rho_{n-1}}; \quad \rho_l \approx 1{,}1\sqrt{\rho_{\tau_{min}}\rho_{n-1}}.$$

Формулы левого столбца выведены непосредственно из соотношений (283), а в формулах правого столбца в коэффициент введена поправка, найденная М. Н. Юдиным, чтобы вычисленные величины были ближе к истинным. Сопротивление надопорного слоя ρ_{n-1} находят косвенными путями и полагают неизменным для отдельного профиля или ограниченной площади.

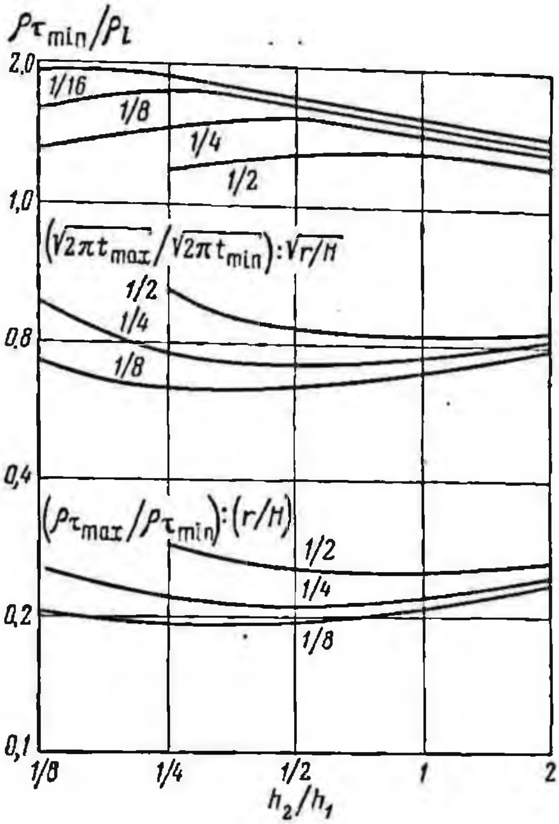


Рис. 52. График зависимости отношений ординат и абсцисс экстремумов на кривой ЗСМ от параметров геоэлектрического разреза типа H.

Шифр кривых — μ_2

М. Н. Юдин (1966) предложил дополнить исходные данные еще одним параметром — углом β наклона касательной к левой ветви кривой ЗСМ.

$$\rho_l \approx \frac{1}{2}\rho_{\tau_{min}}\left(1-0{,}01\beta+\sqrt{\frac{\rho_{n-1}}{\rho_{\tau_{min}}}}\right).$$

При массовой обработке материалов целесообразно строить карты изменения параметров $\rho_{\tau_{min}}$, $\sqrt{2\pi t_{min}}$, ρ_{n-1}, β, а уже затем по осредненным на карте значениям вычислять средние продольные сопротивления. Возможности определения обобщенного параметра ρ_l значительно расширяются при комплексировании метода ЗСМ с магнитотеллурическими методами и сейсморазведкой МОВ и КМПВ.

В некоторых случаях полезно иметь в виду, что координаты максимума на кривых ЗСМ связаны с основными параметрами среды следующими приближенными зависимостями, найденными эмпирически для интервала $1/8 \leq \mu_2 < 8$:

$$\rho_{\tau_{max}} \approx 0{,}42\rho_l \left(\frac{r}{H}\right)^{0{,}864};$$

$$\sqrt{2\pi t_{max}} \approx 0{,}73 \frac{H}{\sqrt{\rho_l}} \left(\frac{r}{H}\right)^{0{,}589}.$$

Способ интерпретации кривой ЗСМ по отношению координат экстремальных точек

Согласно исследованиям Л. Л. Ваньяна, для поздней стадии становления поля при $r \to \infty$ справедлива приближенная формула

$$\frac{\rho_\tau}{r/S} \approx F(x) + A\frac{\partial F(x)}{\partial x} + B\frac{\partial^2 F(x)}{\partial x^2} + \ldots,$$

где

$$F(x) = \frac{x^2}{(1+x^4)^{3/4}}; \quad x = \frac{503\sqrt{2\pi t}}{\sqrt{rS}};$$

A и B — коэффициенты влияния среды, зависящие от параметров слоистого разреза и разноса (Ваньян, Бобровников, 1963).

При достаточно большом разносе r и одинаковых x для двух недалеко отстоящих точек зондирования можно записать

$$\frac{\rho_{\tau_1}}{r_1/S_1} \approx \frac{\rho_{\tau_2}}{r_2/S_2} \approx F(x).$$

В области максимума расхождение абсцисс и ординат этих функций не превышает $\pm 10\%$ для всего практического диапазона соотношений мощностей, сопротивлений и оптимальных разносов $4 \leq r/H \leq 8$. Отсюда получим:

$$\frac{\rho_{\tau max_1}}{r_1/S_1} \approx \frac{\rho_{\tau max_2}}{r_2/S_2} \approx \text{const} \pm 10\% \tag{284}$$

или

$$\frac{\rho_{\tau max_1}}{\rho_{\tau max_2}} \approx c\frac{r_1 S_2}{r_2 S_1}. \tag{285}$$

По формуле (285) ординату максимума можно привести к единому разносу, оценив предварительно постоянный множитель c. Если пересчет производится для двух близко расположенных точек зондирования, то $S_1 = S_2$ и

$$\frac{\rho_{\tau_{max_1}}}{\rho_{\tau_{max_2}}} \approx c\frac{r_1}{r_2}, \tag{286}$$

где $c \approx 0{,}83 \pm 5\%$ при $r_1/r_2 < 2$ по данным анализа теоретических кривых ЗСМ.

Известно, что при ограниченном изменении параметров горизонтально-слоистого разреза

$$\rho_{\tau_{\min}}/\rho_l \approx \text{const} \pm 5\%. \qquad (287)$$

Используя соотношения (284) и (287), найдем:

$$\frac{\rho_{\tau_{\max}}}{r/S} : \frac{\rho_{\tau_{\min}}}{\rho_l} \approx \text{const} = c'.$$

Отсюда

$$(\rho_{\tau_{\max}}/\rho_{\tau_{\min}})\,(S/r) \approx c'/\rho_l \qquad (288)$$

или

$$\rho_{\tau_{\max}}/\rho_{\tau_{\min}} \approx c'\,(r/H) \qquad (289)$$

При разносе $r = \text{const}$

$$\rho_{\tau_{\max}}/\rho_{\tau_{\min}} \approx c''/H. \qquad (290)$$

В условиях горизонтально-однородной среды отношение ординат экстремумов на кривой ЗСМ обратно пропорционально суммарной мощности слоев разреза.

На рис. 52 внизу показана зависимость отношения $(\rho_{\tau_{\max}}/\rho_{\tau_{\min}}) : (r/H)$ от параметров трехслойного геоэлектрического разреза. Почти линейная связь наблюдается при $\mu_2 = 1/2$ и $1/2 \leqslant \nu_2 \leqslant \leqslant 2$ $c' \approx 0{,}26$, при $\mu_2 = 1/4$ и $1/4 \leqslant \nu_2 \leqslant 1$ $c' \approx \approx 0{,}22$, при $\mu_2 = 1/8$ и $1/8 \leqslant \nu_2 \leqslant 1/2$ $c' \approx \approx 0{,}20$.

Следовательно, если реальные геоэлектрические разрезы соответствуют эквивалентному трехслойному разрезу типа Н, то по формуле (288) можно определить величину ρ_l, по формуле (289) — отношение r/H, а по формуле (290) — глубину залегания опорного горизонта. Для реализации последней возможности на рис. 53 представлена номограмма, составленная по расчетным данным для $\mu_2 = 1/2$ и откорректированная по параметрическим замерам, выполненным вблизи скважин. По номограмме можно быстро определить глубину H, зная отношение ординат экстремумов и величину разноса r в километрах (шифр прямых).

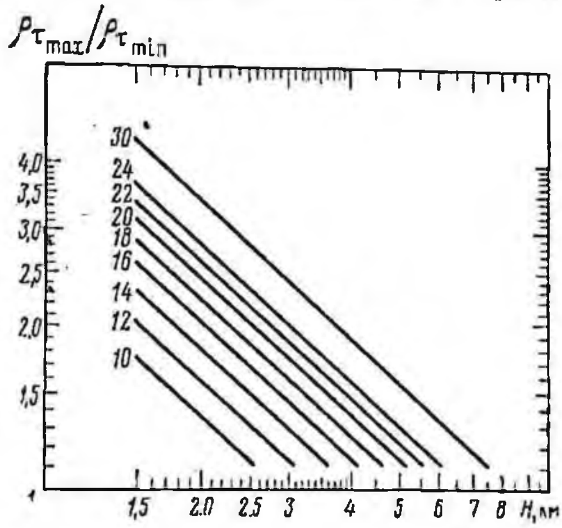


Рис. 53. Номограмма для определения глубины залегания опорного горизонта по величине превышения максимума над минимумом.

Составлена по результатам анализа расчетного и параметрического материала для разрезов Пермского Прикамья. Шифр кривых — величина разноса в километрах

Отношение абсцисс экстремальных точек также связано с обобщенными параметрами среды. Выше было сказано, что абсцисса максимума x_{max} мало меняется при широком диапазоне изменения параметров среды. Можно полагать, что

$$x_{max} = \left(503\sqrt{2\pi t_{max}}\right) / \sqrt{rS} \approx \text{const} \pm 10\%.$$

Отсюда

$$\sqrt{2\pi t_{max}} \approx q\left(\sqrt{rS} / 503\right) \quad (q = \text{const}).$$

В то же время

$$\sqrt{2\pi t_{min}} \approx H / \left(770\sqrt{\rho_{n-1}}\right).$$

Отношение абсцисс

$$\sqrt{2\pi t_{max}} / \sqrt{2\pi t_{min}} \approx q'\left(\sqrt{\rho_{n-1}/\rho_i} / \sqrt{r/H}\right). \tag{291}$$

В середине рис. 52 показан график соотношения (291) в зависимости от параметров трехслойного геоэлектрического разреза. Горизонтальные участки графика свидетельствуют о существовании приближенной линейной связи между отношением абсцисс экстремальных точек и корнем квадратным из относительного разноса. При благоприятных условиях в случае постоянных разносов можно записать [1]

$$\sqrt{2\pi t_{max}} / \sqrt{2\pi t_{min}} \approx q' / \sqrt{H} \quad \text{или} \quad t_{max}/t_{min} = q''/H. \tag{292}$$

---

[1] Параллельно с автором аналогичные исследования выполнили В. М. Давыдов и А. Л. Шейнкман (1966). По данным анализа трехслойных кривых ими составлены номограммы зависимости отношения абсцисс экстремумов от отношения r/H.

ГЛАВА VI

МАШИННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

Поиски машинных приемов интерпретации в настоящее время ведутся в следующих направлениях:

1) разрабатывают оптимальные алгоритмы метода подбора для конкретных условий;

2) развивают и совершенствуют прямые численные методы, основанные на анализе функциональной зависимости кажущегося сопротивления от параметров среды.

Первое из этих направлений — традиционное в электроразведке. Для интерпретации применяют набор типичных кривых кажущегося сопротивления (или графиков функции $R_1(m)$), которые рассчитывают по заданной программе на ЭВМ и засылают в оперативную память машины либо заранее, либо в процессе счета. Машина выполняет техническую часть работы интерпретатора. Она сравнивает наблюденный график зондирования (или график $R_1(m)$) с теоретическим, оценивает степень совпадения, выбирает оптимальный вариант в пределах действия принципа эквивалентности и выдает результаты в виде вероятных или эквивалентных параметров среды и контрольных чисел.

Второе направление — непосредственное численное решение обратной задачи — развивается сравнительно недавно и представляется более перспективным. Его особенность заключается в том, что параметры слоистого разреза получают в результате численного анализа результатов полевых наблюдений. В качестве исходных данных используют пространственно-частотные характеристики среды $R_1(m)$ или $R_1(\omega)$. Послойная интерпретация выполняется на основе их пересчета в нижнее полупространство. В силу рекуррентных свойств функций $R_1(m)$ и $R_1(\omega)$ вычислительные операции распадаются на ряд элементарных приемов, объединяемых в цикл для каждого искомого слоя.

Устойчивость решения как в первом, так и во втором случаях обеспечивается многократной коррекцией результатов в процессе послойной интерпретации, а также ограничением числа слоев и вариаций искомых параметров разреза. Все операции, связанные с расчетом, поиском и сравнением графиков, машина выполняет быстрее, точнее и надежнее, чем человек. Однако роль интерпретатора при этом не умаляется. Он подготавливает входные данные, оценивает достоверность полученных результатов и дает геологическое истолкование геофизических материалов. Применение электронных вычислительных машин во много раз расширяет технические возможности интерпретатора, позволяет использовать самые сложные схемы обработки наблюдений и контролировать результаты путем расчета кривых кажущегося сопротивления.

Первые попытки машинной интерпретации ВЭЗ были сделаны в конце 50-х годов (Vozoff, 1958). Опыты проводились не с кривыми кажущегося сопротивления, а с графиками функции $R_1(m)$ для трехслойных сред. Параметры среды определялись по методу последовательных приближений. Были опробованы метод Ньютона и его модификация — метод скорейшего спуска. Кратко основные выводы сводились к следующему: 1) весь процесс итераций для одной кривой требует не более 5 мин; 2) оба использованных метода имеют недостатки, но метод скорейшего спуска предпочтительнее; 3) ошибки в исходных данных оказывают большое влияние на конечный результат; 4) параметры относительно тонких слоев определяются неоднозначно.

В нашей стране первые опыты были выполнены в Рижском политехническом институте (Юкна, 1961). Интерпретируемая трехслойная кривая ВЭЗ сравнивалась с одной из эталонных кривых, заложенных в оперативную память машины. В дальнейшем опыт был успешно повторен в Пермском университете (Шкабарня, 1964). Начиная с 1963 года разработкой алгоритмов и программ машинной интерпретации электромагнитных зондирований систематически занимаются в Пермском, Московском и Ленинградском университетах, Краснодарском филиале ВНИИГеофизики, Всесоюзном институте разведочной геофизики (ВИРГ), Всесоюзном научно-исследовательском институте гидрогеологии и инженерной геологии (ВСЕГИНГЕО) и других организациях (Шкабарня и др., 1964—1971; Матвеев, 1970; Дмитриев, 1969; Порохова, Ковтун, 1970; Изотова, Хорев, 1968; Рамм, 1969; Завелев-Стернин, 1969).

§ 37. АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТА КАЖУЩИХСЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ В МЕТОДЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Кажущееся сопротивление вычисляют по формулам (4)—(8). Главная трудность заключается в выборе способа вычисления несобственных интегралов, у которых подынтегральные выражения представлены осциллирующими функциями. Исследования показали, что интегралы, входящие в формулы (4)—(8), хорошо сходятся в ограниченном промежутке (m_0, m_k), если $m_0 \leqslant 10^{-3}$, $m_k > 4$. На рис. 54 показаны графики подынтегральных выражений для формулы (4), иллюстрирующие указанное положение. Для численных расчетов кажущегося сопротивления, например в методе ВЭЗ, формулу (4) можно записать в следующем виде:

$$\rho_к/\rho_1 = 1 + r^2 \int_{m_0}^{m_k} [R_1(m) - 1]\, mJ_1(mr)\, dm + \delta(m_0) + \delta(m_k),$$

где $\delta(m_0)$ и $\delta(m_k)$ — остаточные интегралы, которые можно вычислить непосредственно.

Функцию $R_1(m)$ вычисляют с помощью рекуррентной формулы (13). На кровле подстилающего основания $R_n(m) = 1$. Зная $R_n(m)$, находят $R_{n-1}(m)$, затем $R_{n-2}(m)$ и т. д. до $R_1(m)$ включительно. Цикл повторяют $n - 1$ раз, где n — число слоев в разрезе. Значения $R_1(m)$ находят для ряда частот m, образующих геометрическую прогрессию с шагом (коэффициентом) p. Дробность шага выбирают в зависимости от способа численного интегрирования.

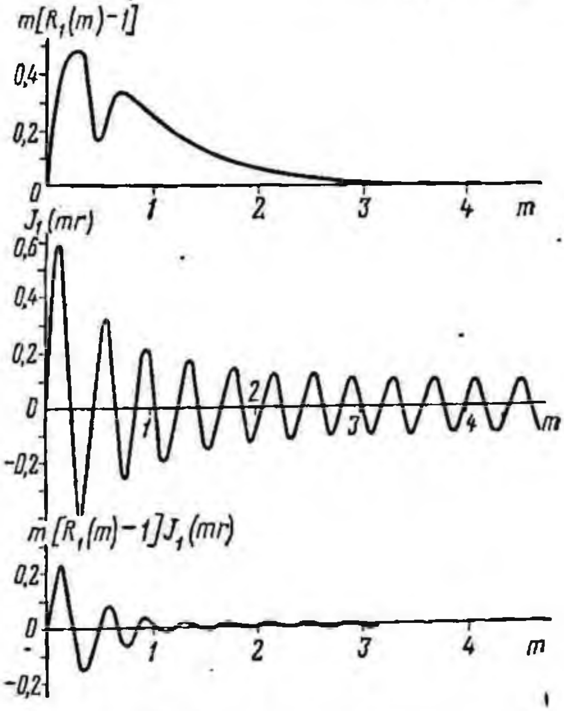


Рис. 54. Графики подынтегральных функций для $r = 16$, характеризующие хорошую сходимость интегралов в интервале (0,4) при расчете кажущегося сопротивления

В сущности процесс вычислений по этой схеме сводится к трансформации функции $R_1(m)$ в функцию кажущегося сопротивления $\rho_к(r)$. Вторая из них более дифференцирована, чем первая. В промежуточной части интервала интегрирования (вне асимптот) малым изменениям $R_1(1/m)$ соответствуют несколько большие изменения $\rho_к(r)$. В асимптотической области и на участках перегибов кривой кажущегося сопротивления обе функции почти совпадают. При трансформации плавно меняющейся функции в более дифференцированную ошибки неизбежны. Это затруднение преодолевается при помощи сгущения узлов численного интегрирования или применением специальных методов, основанных на аппроксимации бесселевых функций и замене прямого численного интегрирования решением обыкновенных дифференциальных уравнений (Рамм, 1969).

При составлении квадратурных формул используют различные приемы. Главное требование — высокая точность и экономичность вычислений. Л. Л. Ваньян предложил видоизмененный способ

Филона, согласно которому «основной» интервал интегрирования (m_0, m_k) разбивается на ряд отрезков (m_i, m_{i+1}) или (m_i, m_{i+2}). Внутри каждого из них функция $R_1(m)$ аппроксимируется интерполяционным двучленом $Am + B$ или трехчленом Лагранжа $am^2 + bm + c$ и производится интегрирование. Например,

$$\int_{m_i}^{m_{i+1}} (Am+B)\, mJ_1(mr)\, dm = \frac{A}{r^3}\int_{m_i r}^{p m_i r} x^2 J_1(x)\, dx + \frac{B}{r^2}\int_{m_i r}^{p m_i r} xJ_1(x)\, dx$$

или

$$\int_{m_i}^{m_{i+2}} (am^2+bm+c)\, mJ_1(mr)\, dm = \frac{a}{r^4}\int_{m_i r}^{p^2 m_i r} x^3 J_1(x)\, dx +$$

$$+\frac{b}{r^3}\int_{m_i r}^{p^2 m_i r} x^2 J_1(x)\, dx + \frac{c}{r^2}\int_{m_i r}^{p^2 m_i r} xJ_1(x)\, dx,$$

где A и B — коэффициенты уравнения единичной трапеции; a, b, c — коэффициенты Лагранжа; $p = m_{i+1}/m_i$ — шаг численного интегрирования, принимаемый равным $\sqrt{2}$, $\sqrt[4]{2}$, $\sqrt[8]{2}$ и $\sqrt[10]{10}$.

Общий результат находят как сумму интегралов по каждому из отрезков.

В случае линейной интерполяции функции $R_1(m) - 1$ основная формула для вычисления кажущегося сопротивления (Ваньян и др., 1962) имеет следующий вид:

$$\rho_к(r) = \rho_1\left[1 + \sum_{i=1}^{k} L(m_i r)\, \Delta R_i\right], \tag{293}$$

где

$$\Delta R_i = R_1(m_i) - R_1(m_{i+1}); \quad 0 \leqslant i \leqslant k;$$

$$L(m_i r) = 1 + \frac{1}{p-1} J_{i_1}(m_i r) - \frac{p}{p-1} J_{i_1}(p m_i r) +$$

$$+\frac{1}{p-1} J_1(m_i r) - \frac{p}{p-1} J_1(p m_i r).$$

Здесь $J_{i_1}(m_i r) = \int_{m_i r}^{\infty} [J_1(x)/x]\, dx$ — интегральная функция Бесселя; $J_1(m_i r)$ — функция Бесселя первого порядка.

Коэффициенты $L(m_i r)$ вычисляют заранее и вводят готовыми в оперативную память машины.

Алгоритм прост в реализации и предназначен для вычисления кажущихся сопротивлений при относительно слабой дифференциации разреза. Большие погрешности можно ожидать в области резких экстремумов и крутой восходящей ветви.

Более точные результаты получаются в том случае, когда подынтегральную функцию $R_1(m) - 1$ на отрезках (m_i, m_{i+2}) аппроксимируют квадратичным полиномом Лагранжа. Существует несколько схем подобных алгоритмов. Они отличаются незначительными деталями (Ваньян, 1965; Изотова, Хорев, 1968; Шкабарня, Гриценко, 1971). Известные алгоритмы довольно громоздки, что связано с многократным вычислением функций Бесселя.

Способ аппроксимации бесселевой функции

В 1969 году Д. В. Рамм опубликовал новый метод решения прямой задачи, пригодный для машинной интерпретации путем подбора кривых ВЭЗ. Сущность метода заключается в определении коэффициента связи между функциями $R_1(m)$ и $\rho_к(r)$.

В качестве исходной формулы используется формула обращения преобразования Фурье—Бесселя

$$R_1(m) = \int_0^\infty \frac{\rho_к(r)}{\rho_1} J_1(mr)\frac{dr}{r}. \tag{294}$$

С помощью подстановки В. Н. Страхова

$$t = \ln r; \quad \tau = \ln(1/m)$$

и

$$r = e^t; \quad m = e^{-\tau}$$

формулу (294) преобразуют в интеграл типа свертки

$$R_1(\tau) = \int_{-\infty}^\infty \frac{\rho_к(t)}{\rho_1} J_1(e^{t-\tau})\,dt. \tag{295}$$

Применяя к выражению (295) преобразование Лапласа, можно получить следующее уравнение:

$$R_1(p) = K(p)\,[\rho_к(p)/\rho_1], \tag{296}$$

где

$$K(p) = \int_{-\infty}^\infty J_1(e^{t-\tau})\,e^{-pt}\,dt$$

представляет преобразование Лапласа ядра уравнения (295); p — комплексное число, имеющее смысл оператора дифференцирования.

В связи с этим Д. В. Рамм предложил формулу (296) записать в таком виде:

$$R_1(\tau) = K(D)\,[\rho_к(t)/\rho_1], \tag{297}$$

где D — оператор дифференцирования.

Коэффициент связи $K(D)$ вычисляется по приближенной формуле с помощью решения нескольких дифференциальных уравнений. Реализация данного метода на ЭВМ показала, что большие ошибки (5% и более) возникают на спаде кривой кажущегося сопротивления. Вероятно, схема вычисления коэффициентов $K(D)$ нуждается в доработке.

Способ суммирования рядов

Как известно (Заборовский, 1963), кажущееся сопротивление может быть представлено в виде суммы бесконечного ряда

$$\rho_к(r)/\rho_1 = 1 + 2\sum_{N=1}^{\infty} B(N)\,[1+(2N/r)^2]^{-3/2}, \tag{298}$$

где коэффициенты $B(N)$ выступают в роли носителей информации о горизонтально-слоистом разрезе. Для их вычисления в случае многослойной среды Г. Муни, Е. Ореллана и др. (1966) предложили рекуррентную формулу

$$B(N) = [P(N)]_n + \sum_{i=1}^{N-1}\{[P(i)]_n - [Q(i)]_n\}\,B(N-i), \tag{299}$$

где $P(i)$, $Q(i)$ — вспомогательные коэффициенты; n — номер последнего слоя (опорного горизонта). Квадратные скобки показывают округление числа до ближайшего целого.

Для определения вспомогательных коэффициентов $[P(i)]_n$ и $[Q(i)]_n$ используют следующие соотношения:

$$\begin{aligned}[P(i)]_{p+1} &= [P(i)]_p + k_p\,[Q(\bar H_p - i)]_p;\\ [Q(i)]_{p+1} &= [Q(i)]_p + k_p\,[P(\bar H_p - i)]_p,\end{aligned} \tag{300}$$

справедливые при $0 \leqslant i < \bar H_p$. Здесь $p = 1, 2, \ldots, n-1$ — номера слоев сверху вниз; $[\bar H_p] = [H_p/H_0]$ — приведенная глубина залегания подошвы слоя, выраженная в целых числах; H_0 — общая мера слоев; $k_p = (\rho_{p+1} - \rho_p)/(\rho_{p+1} + \rho_p)$ — коэффициенты «отражения»; ρ_p — удельное сопротивление слоев.

При $r > \bar H_{n-1}$

$$[P(i)]_n = [Q(i)]_n = 0.$$

Вычисления по формулам начинают с $p = 1$, принимая во внимание, что $[Q(0)]_0 = 1$, а все остальные вспомогательные коэффициенты для $p = 0$ равны нулю. Сначала находят $[P(N)]_1$ $[Q(N)]_1$, затем $[P(N)]_2$ $[Q(N)]_2$ и т. д. до $[P(N)]_n$, $[Q(N)]_n$ включительно. Последние значения используют в рекуррентной формуле.

Алгоритм вычисления кажущегося сопротивления состоит из следующих основных элементов:

1) задание параметров модели разреза;

2) определение общей меры H_0 и пересчет глубин залегания подошвы слоев в целые числа;

3) вычисление вспомогательных коэффициентов $[P(N)]_n$ и $[Q(N)]_n$ по формулам (300);

4) вычисление коэффициентов $B(N)$ по формуле (299);

5) суммирование ряда в формуле (298) и получение кажущегося сопротивления для заданной последовательности разносов r_i.

Оценка остаточного члена и прекращение суммирования в операции 5 производится (Money и др., 1966; Изотова, Хорев, 1968) при выполнении следующего условия:

$$r^3 \,|\, B(N)_{\max} \,| / 8M^2 \leqslant \varepsilon \sum_{N=1}^{M} 2B(N)\,[1 + (2N/r)^2]^{-1/2}.$$

Здесь M — верхний предел суммирования; ε — ошибка вычисления.

Описанный алгоритм был опробован в ВИРГе Е. Б. Изотовой и О. А. Хоревым (1968) и использован в программе машинной интерпретации ВЭЗ по методу подбора. Его достоинством является возможность контроля результатов вычислений путем ограничения членов ряда. По всем другим показателям: экономичности, универсальности и т. п. он уступает ранее рассмотренным алгоритмам.

Способ линейных фильтров

На основе теории линейной фильтрации Д. П. Гхош (1971) разработал компактные алгоритмы для расчета кажущихся сопротивлений при измерениях, соответственно, с установками Шлумберже и Веннера

$$\rho_к (r_i)/\rho_1 = \sum_{j=-3}^{5} b_j R_1 (m_{i-j}); \tag{301}$$

$$\rho_к (r_i)/\rho_1 = \sum_{j=-1}^{8} b_j' R_1 (m_{i-j}); \tag{302}$$

где $i = 0, 1, 2, 3, \ldots$ — последовательность абсцисс кривой ВЭЗ на оси разносов с шагом $p = r_{i+1}/r_i = \sqrt[3]{10}$; b_j, b_j' — коэффициенты линейных фильтров (см. табл. 11 и 12); $R_1(m)$ — пространственная характеристика среды, которую лучше всего считать по алгоритмам Л. Л. Ваньяна (формула (13)).

Алгоритм Гхоша можно применять в том случае, когда модель среды содержит относительно мощные пласты и графики функции $R_1(m)$ имеют монотонный характер, слабо дифференцированы. В противном случае возможна потеря информации в промежутках между соседними значениями функции $R_1(m)$, что приведет к сглаживанию кривых кажущегося сопротивления.

Таблица 11

Значения коэффициентов b_j для установки Шлумберже

j	b_j	j	b_j
−3	0,0225	2	−1,5716
−2	−0,0449	3	0,4018
−1	0,1064	4	−0,0814
0	0,1854	5	0,0148
1	1,9720		

Таблица 12

Значения коэффициентов b'_j для установки Веннера

j	b'_j	j	b'_j
−1	0,0284	4	−0,0935
0	0,4582	5	0,0416
1	1,5662	6	−0,0253
2	−1,3341	7	0,0179
3	0,3473	8	−0,0067

§ 38. АЛГОРИТМ КОМПЛЕКСНОЙ КАЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЭЗ

Исходными данными для интерпретации служат материалы полевых измерений по одному или нескольким профилям. Каждое зондирование представлено совокупностью кажущихся сопротивлений $\rho_к(r_i)$. Совокупность стандартных разносов $r_i = AB_i/2$ вводится 1 раз. В алгоритме предусматривается интерполяция кажущихся сопротивлений по схеме Эйткена (Березин, Жидков, 1959), вычисление интерпретационных параметров и печатание разрезов и карт на бумажной ленте шириной 42 см. Рассмотрим основные элементы алгоритма.

1. Интерполяция кажущихся сопротивлений по схеме Эйткена. Пусть данные ВЭЗ представлены совокупностью ординат $y_i = \rho_к(r_i)$ в интервале (r_0, r_k). Разобьем весь интервал на ряд отрезков (r_i, r_{i+2}) с тремя значениями y_i так, чтобы искомые ординаты $y(x_j)$ оказались внутри этих отрезков. Будем полагать, что новые абсциссы x_j меняются по закону геометрической прогрессии с шагом $p = x_{j+1}/x_j$, где j — новая последовательность абсцисс. В таком случае

$$y(x_j) = \frac{(r_{i+2}-x_j)\,L_{1,2}(x_j)-(r_i-x_j)\,L_{2,3}(x_j)}{r_{i+2}-r_i}, \tag{303}$$

где

$$L_{1,2}(x_j) = \frac{y_i\,(r_{i+1}-x_j)-y_{i+1}\,(r_i-x_j)}{r_{i+1}-r_i};$$

$$L_{2,3}(x_j) = \frac{y_{i+1}\,(r_{i+2}-x_j)-y_{i+2}\,(r_{i+1}-x_j)}{r_{i+2}-r_i};$$

r_i, r_{i+1}, r_{i+2} — абсциссы заданной кривой ВЭЗ; y_i, y_{i+1}, y_{i+2} — соответствующие им ординаты.

Аналогично выполняется интерполяция кажущихся сопротивлений по профилю между точками наблюдения (ВЭЗ) с целью прослеживания изолиний при графическом изображении качественных разрезов и карт. При этом кажущиеся сопротивления для фиксированных разносов выступают в качестве интерполируемых функций, а аргументами служат расстояния между точками наблюдения, взятые в соответствующем масштабе.

2. Вычисление интерпретационных параметров для построения качественных карт и разрезов (см. § 20, 21):

а) кажущихся сопротивлений

$$\rho_{\kappa_j}=y(x_j);\quad y_{\kappa_j}=M\lg\rho_{\kappa_j},$$

где M — масштаб логарифмической шкалы (M = 6,25 или 10 см);

б) кажущихся проводимостей

$$S_{\kappa_j}=x_j/\rho_{\kappa_j};\quad y_{S_j}=M\lg S_{\kappa_j};$$

в) продольных дифференциальных кажущихся сопротивлений

$$\rho^S_{\Delta_j}=\Delta x_j/\Delta S_{\kappa_j};\quad y_{\Delta_j}=M\lg\rho^S_{\Delta_j},$$

где

$$\Delta x_j=x_{j+1}-x_j;\quad \Delta S_{\kappa_j}=S_{\kappa_{j+1}}-S_{\kappa_j};$$

г) поперечных дифференциальных кажущихся сопротивлений

$$\rho^T_{\Delta_j}=\Delta T_{\kappa_j}/\Delta x_j;\quad y_{\Delta_j}=M\lg\rho^T_{\Delta_j},$$

где

$$\Delta T_{\kappa_j}=T_{\kappa_{j+1}}-T_{\kappa_j};\quad T_{\kappa_j}=x_j\rho_{\kappa_j};$$

д) средних геометрических кажущихся сопротивлений

$$\rho_{m_j}=\sqrt{\rho^S_{\Delta_j}\rho^T_{\Delta_j}};\quad y_{m_j}=M\lg\rho_{m_j};$$

е) коэффициентов «кажущейся анизотропии»

$$\Lambda_{\kappa_j}=\sqrt{\rho^T_{\Delta_j}/\rho^S_{\Delta_j}};\quad y_{\Delta_j}=M\lg\Lambda_{\kappa_j};$$

ж) «полных» вертикальных нормированных производных кажущегося сопротивления

$$\varepsilon_{nj}=\delta_{nj}-\delta_{j\,\min},$$

где

$$\delta_{nj}=\Delta_{nj}-\Delta_{n\,(j-1)};$$

$$\Delta_{nj}=\frac{\rho_{\kappa_{nj}}-\bar\rho_{\kappa\,\text{ср}\,j}}{\bar\rho_{\kappa_j}}\,100\%;$$

$$\Delta_{n\,(j-1)}=\frac{\rho_{\kappa n\,(j-1)}-\rho_{\kappa\,\text{ср}\,j-1}}{\bar\rho_{\kappa\,\text{ср}\,j-1}}\,100\%;$$

$$\bar\rho_{\kappa\,\text{ср}\,j}=1/N\sum_{n=1}^{N}\rho_{\kappa_{nj}};\quad \rho_{\kappa\,\text{ср}\,j-1}=1/N\sum_{n=1}^{N}\rho_{\kappa n\,(j-1)};$$

j — порядковый номер разноса; n — порядковый номер точки ВЭЗ; N — число ВЭЗ на профиле; $\delta_{j\,\min}$ — наименьшее значение нормированной разности для разноса j;

з) по двум парам асимптотических значений кажущегося сопротивления вычисляются суммарная продольная проводимость S и среднее удельное сопротивление опорного горизонта ρ_n (см. § 5)

$$S = \frac{x_1 x_2 (\rho_{\kappa_2} - \rho_{\kappa_1})}{\rho_{\kappa_1}\rho_{\kappa_2}(x_2 - x_1)}; \qquad \rho_n = \frac{\rho_{\kappa_2}\rho_{\kappa_1}(x_2 - x_1)}{x_2\rho_{\kappa_1} - x_1\rho_{\kappa_2}},$$

где x_1, x_2, ρ_{κ_1}, ρ_{κ_2} — соответственно, абсциссы и ординаты правой восходящей асимптотической ветви кривой ВЭЗ.

3. Печатание разрезов и карт на бумажной ленте. Интерпретационные параметры выдаются на печать в виде столбцов чисел и готовых разрезов и карт. Причем разрезы S_κ выводятся на печать непосредственно с помощью стандартной пограммы печати графиков на автоматическом цифровом печатающем устройстве (АЦПУ), а построение других разрезов и карт выполняется следующим образом. В зависимости от пределов изменения параметра задается сечение изолиний с шагом, меняющимся по закону арифметической или геометрической прогрессии. Для каждой кривой ВЭЗ определяются абсциссы точек пересечения ординат кривой с изолиниями. Найденные абсциссы печатаются на ленте с помощью стандартной программы в виде символов: точек, крестиков и букв алфавита. Каждый из них изображает определенную изолинию для заданного сечения. После обработки одной кривой на ленте печатается столбец символов, в котором один и тот же символ может встретиться несколько раз. Аналогичная операция повторяется для других кривых ВЭЗ. Расстояние между напечатанными столбцами соответствует шагу зондирования в выбранном масштабе. После обработки всех кривых ВЭЗ одного профиля получаем совокупность столбцов символов, отображающих в дискретной форме карту изолиний (качественный разрез по профилю). По программе «Изолиния» десять кривых ВЭЗ обрабатываются за 1 мин.

§ 39. АЛГОРИТМЫ ПЕРЕСЧЕТА ρ_κ (r) В R_1 (m)

Результаты полевых наблюдений поступают для интерпретации на ЭВМ в виде таблиц кажущихся сопротивлений, полученных для дискретных разносов $r = AB/2$. Последующее значение r отличается от предыдущего примерно в 1,5 раза. Интервалы между соседними разносами неодинаковы и обычно больше шага предстоящего численного интегрирования. Поэтому вслед за вводом исходных данных предусматривается подпрограмма интерполяции значений ρ_κ (r) с целью приведения их к равномерному шагу. Применительно к этой задаче самой оптимальной является схема Эйткена, описанная в предыдущем параграфе (формула (303)).

Пересчет ρ_κ (r) в R_1 (m) ведется при условии, что правая и левая ветви кривой ВЭЗ выходят на свои асимптоты. Левые ветви практических кривых обычно близки к асимптотическим значениям, и ошибки в определении сопротивления первого слоя невелики. Правые же ветви обрываются, не доходя до своих асимптот, так как по техническим причинам разносы обычно не превышают 10 км. Поэтому возникает необходимость продолжить короткую правую ветвь в область больших разносов. Асимптотическое значение кажущегося сопротивления для восходящей ветви кривой ВЭЗ, согласно (28), можно вычислить по формуле

$$\rho_к(r_l) = \frac{1}{(S/r_l)+(1/\rho_n)}, \tag{304}$$

где

$$S = \frac{r_1 r_2}{\rho_{к_1}\rho_{к_2}} \cdot \frac{\rho_{к_2}-\rho_{к_1}}{r_2-r_1}; \quad \rho_n = \frac{\rho_{к_2}\rho_{к_1}(r_2-r_1)}{r_2\rho_{к_1}-r_1\rho_{к_2}};$$

r_1, r_2 и ρ_{k_1}, ρ_{k_2} — соответственно, абсциссы и ординаты на правой восходящей ветви заданной кривой.

Чтобы избежать деления на нуль, в последней формуле предусматривается ограничение

$$|r_2\rho_{к_1}-r_1\rho_{к_2}| \geqslant 10^{-6}.$$

Вычисление S и ρ_n производят по двум или трем смежным парам и после отбраковки возможных отрицательных значений в формулу (304) подставляют средние арифметические. Ряд значений кажущихся сопротивлений, полученный после интерполяции по схеме Эйткена, продолжают в область больших разносов на 20 точек с шагом $p = \sqrt[10]{10}$.

Нисходящую ветвь кривой ВЭЗ типа К или Q продолжают вправо графическим способом с помощью двухслойной палетки. После интерполяции и продолжения заданной кривой зондирования влево и вправо выполняют пересчет $\rho_к(r)$ в $R_1(m)$ по одной из известных квадратурных формул. Рассмотрим три способа.

1. Расчетная формула имеет следующий вид:

$$\rho_1 R_1(m) = \rho_1 + \sum_{j=0}^{j=k-1} \Delta_j D(mr_j), \tag{305}$$

где

$$\Delta_j = \rho_к(r_{j+1}) - \rho_к(r_j);$$

$$D(mr_j) = \frac{1}{mr_j(p-1)}[J_0(mr_j) - J_0(pmr_j) - mr_jJ_{l_1}(mr_j) + pmr_jJ_{l_1}(pmr_j)]; \tag{306}$$

$p = \sqrt[10]{10}$; k — число ординат кажущегося сопротивления.

Предварительно по формуле (306) вычисляют коэффициенты $D(mr_j)$ для ряда аргументов mr_j, изменяющихся по закону геометрической прогрессии с шагом p в пределах: $p^{-45} \leqslant mr_j \leqslant p^{30}$. При этом возможны два варианта вычисления коэффициентов: а) по заданной подпрограмме в процессе счета; б) заранее. В последнем случае их записывают в оперативную память вместе с исходными данными. Далее полагают $D(mr_j) = 0$ при $mr_j > p^{30}$ и $D(mr_j) = 1$ при $mr_j < p^{-45}$.

Вычисления начинают с суммирования произведений $\Delta_j D\,(mr_j)$. Первый член составляют для $j = 0$, полагая $mr_0 = p^0 = 1$, второй член — для $j = 1$ и $mr_1 = p^1$, третий — для $j = 2$ и $mr_2 = p^2$ и т. д. по возрастающим степеням p до номера $j = k - 1$. К полученной сумме прибавляют единицу, и результат выдают на печать. Он соответствует значению искомой функции $\rho_1 R_1(m)$ для аргумента $m = 1$. Описанные операции объединяют в цикл, который повторяют до 80 раз, каждый раз уменьшая начальное значение mr_0 на один шаг, т. е. ($mr_0 = p^0$; p^{-1}; p^{-2}; . . .). В результате вычислений на печать выдается совокупность чисел, соответствующих значениям искомой функции $\rho_1 R_{1,n}(m)$ для ряда значений m, убывающих по закону геометрической прогрессии со знаменателем $\sqrt[10]{10}$. Погрешность вычислений обычно не превышает 2%.

2. Расчетная формула имеет следующий вид:

$$\rho_1 R_1(1/m) = \sum_{j=-N}^{j=N} \gamma_j G_j \rho_k(r_j), \tag{307}$$

где $N = 20$; γ_j — регуляризирующие множители

$$\gamma_j = (1 + \alpha j^2)^{-1}; \tag{308}$$

α — коэффициенты, которые подбираются в процессе счета (по А. Н. Тихонову); G_j — коэффициенты, которые вводятся вместе с исходными данными (см. табл. 6).

Вычисления начинают с абсциссы $r_0 = 1/m_0 = 1$. Двадцать значений кажущегося сопротивления слева от выбранной абсциссы, двадцать справа и одно центральное умножают на соответствующие множители и результаты суммируют. Вычисления повторяют для разных коэффициентов α, меняющихся по закону геометрической прогрессии в интервале $0 < \alpha < \delta^2$, где δ — средняя квадратическая ошибка измерений ($\delta \approx 0{,}05$). Процесс прекращается при выполнении условия

$$\left| \frac{R_1^{k-1}(m) - R_1^k(m)}{\alpha_{k-1} - \alpha_k} \right| = \min, \tag{309}$$

где k — номер соответствующего приближения.

Полученное значение функции $R_1(m)$ будет соответствовать аргументу $m = 1$.

Затем, переместившись по оси разносов на один шаг вправо в точку с абсциссой $r_1 = 1/m_1 = p$ цикл расчетов повторяют. Второе значение искомой функции будет найдено для аргумента $m = p^{-1}$, третье — для $m = p^{-2}$ и т. д.

Описанный алгоритм позволяет получить устойчивые значения функции $R_1(m)$ почти без потери исходной информации во всем рабочем диапазоне пространственных частот.

3. Расчетная формула имеет следующий вид:

$$\rho_1 R_1(1/m_l) = \sum_{j=-3}^{j=8} \gamma_j a_j \rho_k(r_{l-j}), \tag{310}$$

где γ_j — регуляризирующие множители; a_j — коэффициенты Гхоша, которые вводятся вместе с исходными данными (см. табл. 9).

Процесс вычислений по формуле (310) аналогичен описанному выше. Следует только заметить, что коэффициенты Гхоша вычислены для шага $p = \sqrt[8]{10}$. При интерполяции по схеме Эйткена необходимо учесть это обстоятельство. Пересчет по формуле (310) может сопровождаться частичной потерей исходной информации особенно при изучении тонкослоистых разрезов. Для рабочего диапазона $10^{-4} \leqslant m \leqslant 1$ выдается всего 13 значений $R_1(m)$.

§ 40. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЭЗ

Возможность прямой численной интерпретации результатов ВЭЗ на ЭВМ отмечали многие исследователи. Для решения задачи предлагались различные алгоритмы (Страхов, 1966; Шкабарня, Гриценко, 1971; Матвеев, 1970), но реализовать их в автоматическом режиме до сих пор не удавалось. В настоящем параграфе описан один из «работающих» алгоритмов, разработанный автором совместно с В. П. Колесниковым, Л. Г. Дюковой, Л. П. Сосниной. Алгоритм предназначен для интерпретации многослойных кривых ВЭЗ, полученных с ошибкой, не превышающей 5%, и при условии, что мощность каждого нижележащего слоя примерно в 2 раза превышает мощность покрывающих пород, т. е. для условий ограниченного действия принципа эквивалентности. Отбор кривых ВЭЗ производят после тщательного анализа результатов качественной интерпретации. Принципиально возможно и даже необходимо объединение алгоритмов качественной и количественной интерпретации с тем, чтобы на первом этапе провести регуляризацию разрезов и карт, получить нормализованные кривые зондирования для дальнейшей обработки.

В алгоритме предусматриваются следующие операции: ввод исходных данных, интерполяция по схеме Эйткена, определение обобщенных параметров S и ρ_n (по кривым типа Н и А), аналитическое продолжение правой ветви кривых типа Н и А сторону больших разносов, вычисление функции $R_1(m)$ и ее послойная интерпретация.

Исходными данными служат нормализованные (без перекрытий) значения кажущихся сопротивлений $\rho_к(r_i)$, стандартные разносы $r_i = AB/2$, удельное сопротивление первого слоя ρ_1, коэффициенты G_i (из табл. 6) для пересчета $\rho_к(r_i)$ в $R_1(m_i)$. Номинальная средняя квадратическая ошибка измерений δ принимается равной 0,05. Описание операций дано в порядке их выполнения.

1. Интерполяция исходных значений кажущегося сопротивления и приведение их к стандартному шагу $p = r_{j+1}/r_j = \sqrt[10]{10}$ по схеме Эйткена (см. § 38, формула 303). При этом предусматриваются места для 20 чисел слева в интервале малых разносов и 20 чисел справа в интервале больших разносов. В левые 20 ячеек

засылают значения ρ_1, а в правые 20 — значения $\rho_к(r_j)$, вычисленные аналитически в операции 3 (см. ниже).

2. Определение обобщенных параметров S и ρ_n по асимптотическим формулам (для кривых типа Н и А). По шести последним значениям r_j и $\rho_к(r_j)$ вычисляют

$$S_j = \frac{r_j r_{j+1}}{\rho_j \rho_{j+1}} \cdot \frac{\rho_{j+1} - \rho_j}{r_{j+1} - r_j},$$

отбраковывают отрицательные значения и находят $S_{ср}$. Затем отбирают те значения S_j, для которых удовлетворяется условие

$$\left| \frac{S_{ср} - S_j}{S_{ср}} \right| \leqslant 0{,}05.$$

Из отобранных значений находят среднее арифметическое $S_{ср}$. По тем же шести точкам вычисляют ρ_n [см. § 3, формула (29)]

$$\rho_{n_j} = \frac{r_j}{(r_j/\rho_{к_j}) - S_{ср}}.$$

Для знаменателя предусматривается блокировка

$$|(r_j/\rho_{к_j}) - S_{ср}| \geqslant 10^{-5}.$$

Из вычисленных ρ_{n_j} отбраковывают отрицательные, находят среднее $\rho_{n_{ср}}$, отбирают те значения, для которых

$$\left| \frac{\rho_{n_{ср}} - \rho_{n_j}}{\rho_{n_{ср}}} \right| < 0{,}1.$$

Из отобранных вычисляют среднее арифметическое $\rho_{n_{ср}}$.

3. Аналитическое продолжение кажущихся сопротивлений в сторону больших разносов выполняют с помощью асимптотической формулы (см. § 3).

$$\rho_к(r_j) = \left(\frac{S_{ср}}{r_j} + \frac{1}{\rho_{n_{ср}}} \right)^{-1}.$$

Асимптотические значения $\rho_к(r_j)$ вычисляют для 20 точек с шагом p и засылают в правые 20 ячеек (см. операцию 1).

4. Пересчет кажущихся сопротивлений в значения функции $R_1(m)$ выполняют по формуле В. Н. Страхова с регуляризирующими множителями [см. § 39, формула (307)].

5. Послойная интерпретация функции $R_1(m)$ представляет собой важнейшую часть алгоритма. Она состоит из нескольких операций, объединенных в цикл.

1) В диапазоне самых больших пространственных частот отбирают шесть—восемь значений $R_1(m_j)$ так, чтобы

$$|R_1(m_j) - 1| \geqslant 0{,}01.$$

2) По каждой паре смежных частот m_j, m_{j+1} вычисляют мощность первого слоя

$$h_{1_j}=\frac{\ln\left|\frac{[1+R_1(m_j)]}{[1-R_1(m_j)]}\right|-\ln\left|\frac{[1+R_1(m_{j+1})]}{[1-R_1(m_{j+1})]}\right|}{2(m_j-m_{j+1})}.$$

Отбраковывают отрицательные величины, а из оставшихся отбирают те значения, для которых

$$\left|\frac{h_{1_j}-h_{1_{j+1}}}{h_{1_j}}\right|<0{,}1.$$

Из отобранных величин находят среднее арифметическое $h_{1_{ср}}$.

3) Полученное значение $h_{1_{ср}}$ корректируется так, чтобы

$$\left|\frac{\psi_j^{k-1}-\psi_j^k}{\varepsilon h_{1_{ср}}}\right|=\Delta_{\min},$$

где

$$\psi_j^k=\frac{1+R_1(m_j)}{1-R_1(m_j)}\,e^{-2m_jh^k_{1_{ср}}}$$

представляет информативную функцию в выбранном диапазоне (m_j, m_{j+8});

$$h^k_{1_{ср}}=h_{1ср}\left(1\pm k\varepsilon h_{1_{ср}}\right);$$

k — номер соответствующего приближения; $\varepsilon\approx 0{,}01$. При этом запоминают откорректированное значение h_1 и значения функции ψ_j при $\Delta_{\min}$ во всем диапазоне (m_j, m_{j+8}).

4) Отбирают те значения ψ_j при $\Delta_{\min}$, которые удовлетворяют условию

$$\left|\frac{\psi_j-\psi_{j+1}}{\psi_j}\right|\leqslant 0{,}01.$$

Запоминают интервал (m_j, m_{j+l}), в котором выполняется это условие. Из отобранных вычисляют среднее арифметическое $\psi_{ср}$. По абсолютной величине оно должно быть больше единицы. Если $|\psi_{ср}|\leqslant 1$, отбраковывают наименьшее из них по абсолютной величине.

5) Вычисляют относительное удельное сопротивление второго слоя

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{\psi_{ср}-1}{\psi_{ср}+1}.$$

6) Исключают интервал (m_j, m_{j+l}),' и функцию $R_1(m)$ пересчитывают на кровлю второго слоя по формуле

$$R_2(m_j)=\frac{\rho_1}{\rho_2}\cdot\frac{\psi_1(m_j)-1}{\psi_1(m_j)+1},$$

где

$$\psi_1(m_j)=\frac{1+R_1(m_j)}{1-R_1(m_j)}\,e^{-2m_jh_1}.$$

7) Операции 1—6 повторяют для вновь найденной функции $R_2(m)$. Находят h_2 и ρ_3/ρ_2.

Далее циклы повторяют до тех пор, пока при очередном $R_p(m)$ не окажется хотя бы двух точек, удовлетворяющих условию 1. В процессе интерпретации на печать выдаются значения $h_1, h_2, \ldots, \rho_2/\rho_1, \rho_3/\rho_2, \ldots$ или $\rho_2, \rho_3, \ldots$.

Испытание программы, составленной по данному алгоритму, показало, что при интерпретации трехслойных кривых всех типов,

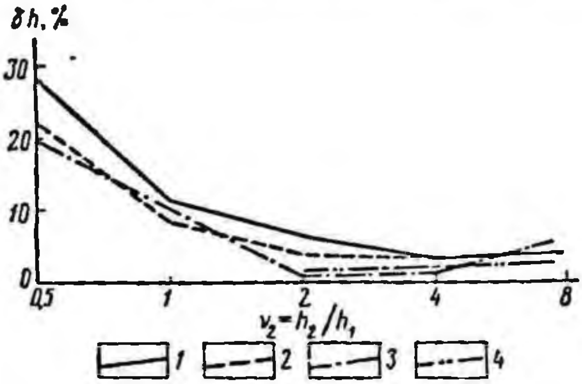


Рис. 55. График распределения ошибок машинной интерпретации функции $R_1(m)$ в зависимости от мощности промежуточного слоя.

Разрезы типа: *1* — H, *2* — A, *3* — K, *4* — Q

заданных с ошибкой до 5%, погрешности интерпретации не превышают 7%, если $\nu_2 \geqslant 2$. На рис. 55 показаны графики распределения ошибок в зависимости от ν_2. Время, затрачиваемое на интерпретацию одной четырех- или пятислойной кривой в отладочный период, составляло около 3 мин и может быть снижено до 1 мин.

Недостатком алгоритма является неустойчивость результатов при больших ошибках в исходной информации (свыше 5%) и относительно малых мощностях промежуточных слоев $\nu_2 < 2$). Параметры глубоких слоев определяются с большей ошибкой, чем параметры первых двух слоев.

41. АЛГОРИТМ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЭЗ ПО МЕТОДУ ПОДБОРА

Алгоритм разработан и реализован в ВИРГе Е. Б. Изотовой (Изотова, Хорев, 1968). Сущность его заключается в том, что наблюденная практическая кривая ВЭЗ или соответствующий график функции $R_1(m)$ аппроксимируется наилучшим образом (в смысле минимума среднеквадратичного отклонения) расчетным графиком. Исходными данными служат: совокупность стандартных разносов r_i и кажущихся сопротивлений $\rho_к(r_i)$, асимптотические значения ρ_1 и ρ_n, число слоев n, диапазоны предполагаемых изменений искомых параметров: $x_1 = \rho_1$, $x_2 = h_1$, $x_3 = \rho_2$, $x_4 = h_2$, $\ldots$, $x_{2j+1} =$

$= \rho_p$, $x_{2j} = h_p^1$ (p — номер слоя сверху вниз), числа d_{x_j}, показывающие количество предусматриваемых заранее интервалов разбиения каждого диапазона, и контрольные числа ε_1, ε_2, ε_3.

Обозначим ординаты функций $\rho_к(r_i)$ или $R_1(m_i)$ символом y_i. Задача интерпретации сводится к поиску минимума функции отклика (Гольцман, 1971)

$$U = \sum_{i=1}^{k} \left| \frac{y_i' - y_i}{y_i} \right|^2 = \min,$$

где k — число ординат; y_i' — расчетные значения ординат.

Иными словами, ведется поиск экстремума функции U в многомерном пространстве [1], в котором переменными служат параметры слоев разреза x_j.

Задача реализуется в два этапа. На первом этапе выполняют подбор по параметрам. В его основе лежит метод одномерного поиска по дискретным точкам (Уайлд, 1967), обобщенный на случай многомерной задачи. Предполагается, что функция U имеет только один экстремум. Подбор и минимизацию начинают с первого параметра и далее по всем номерам j.

Первым приближением служит среднее арифметическое из двух предельных заданных значений: верхнего и нижнего

$$x_{j_{ср}} = \frac{1}{2}(x_j^в + x_j^н).$$

Интервал поиска $(x_j^в, x_j^н)$ разбивается на отрезки h

$$h = \frac{x_j^в + x_j^н}{F_n - 2},$$

где F_n — числа Фибоначчи: $F_0 = 1$, $F_1 = 2$, $F_2 = 3$, $F_3 = 5$, $F_4 = 8$, $F_5 = 13$, $F_6 = 21$, $F_7 = 34$, $F_8 = 55$, $F_9 = 89$, $F_{10} = 144$ и т. д. Из них выбирается ближайшее к числу d_{x_j}, заданному в исходной информации. Числа Фибоначчи обладают тем свойством, что для поиска экстремума по системе $F_n - 1$ точек необходимо n испытаний. В результате испытаний определяется минимум функции U с точностью до шага h. Минимизацию проводят поочередно для каждой неизвестной координаты x_j, заменяя ранее вычисленные значения новыми, полученными в процессе минимизации.

Если на первом этапе выполняется одно из следующих условий:

а) $$\left| \frac{y_i' - y_i}{y_i} \right| < \varepsilon \text{ для всех } i = 1, 2, \ldots, k;$$

б) дважды при минимизации получена одна и та же функция U (произошла стабилизация параметров), то счет прекращают, и

[1] Надежные и удобные алгоритмы минимизации функции отклика предложили В. П. Валюс и Е. Н. Рудерман (1972).

результаты выдают на печать. В противном случае переходят ко второму этапу. Предварительно вычисляют дополнительные данные:

1) коэффициент преобразования координат

$$\lambda_j = h_j / \sqrt{\Delta U_j},$$

где ΔU_j — приращение функции U при изменении $x_{j_{\min}}$ (в точке минимума) на величину h_j;

2) сумму шагов Q по всем переменным в преобразованных координатах и соответствующий ей минимально допустимый шаг $\delta_{\min}$

$$Q = \sum_{j=1}^{k} \sqrt{\Delta U_j}; \quad \delta_{\min} = \varepsilon_2 Q;$$

3) приращение координат

$$\Delta x_j = \varepsilon_2 \lambda_j Q,$$

где $\varepsilon_2 \approx 2^{-7}$; $\varepsilon_3 \approx 4 \cdot 10^{-2}$ (подбираются экспериментально).

На втором этапе производится дополнительная минимизация функции U градиентными методами. Здесь используется метод сопряженных градиентов (Изотова, Хорев, 1968), который в отличие от обычного градиентного учитывает поведение функции на предыдущей итерации и дает быструю сходимость.

Вычислительная схема метода состоит из следующих операций:

$$x_j^{s+1} = x_j^s + \alpha_s h_j^s;$$

$$h_j^s = -\lambda_j \frac{\Delta U(x^s)}{\Delta x_j} + \beta_s h_j^{s-1};$$

$$\beta_s = \frac{\sum\limits_{j=1}^{k} \left[\lambda_j \frac{\Delta U(x^s)}{\Delta x_j}\right]^2}{\sum\limits_{j=1}^{k} \left[\lambda_j \frac{\Delta U(x^{s-1})}{\Delta x_j}\right]^2}; \quad \beta_0 = 0,$$

где α_s, β_s — весовые функции; s — номер шага итерации.

Величина шага за одну итерацию определяется по формуле

$$\delta_s = \alpha_s \sqrt{\sum_{j=1}^{k} \left(\frac{h_s}{\lambda_j}\right)^2} \cdot$$

и сравнивается с минимально допустимым шагом $\delta_{\min}$, который вычисляется на предыдущем этапе. Процесс продолжается до тех пор, пока $\delta_s > \delta_{\min}$. В противном случае переходят к первому этапу.

Кажущиеся сопротивления и значения функции $R_1(m)$ вычисляют по одному из описанных выше алгоритмов. Программа, составленная на основе минимизации среднеквадратичного отклонения кажущихся сопротивлений, названа «Отклик-1», а для функций $R_1(m)$ —

«Отклик-2». Результаты одного зондирования по первой программе обрабатываются свыше 1 ч, а по второй — за 5—15 мин. При всей тщательности разработки алгоритма обращает на себя внимание громоздкость массива входных данных, большая длительность вычислений и отсутствие регуляризующих систем. При интерпретации материалов ВЭЗ по программе «Отклик», как показал опыт ее опробования в различных организациях, получаются неустойчивые результаты.

§ 42. АЛГОРИТМ АВТОМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭЛЕКТРОЗОНДИРОВАНИЯ

Оригинальный алгоритм интерпретации результатов ВЭЗ был разработан под руководством Г. Кунеца во французской геофизической компании. Рассмотрим только суть алгоритма и главные его элементы.

Кажущееся сопротивление можно вычислить по известной формуле Стефанеску

$$\rho_к(r)/\rho_1 = 1 + 2r^3 \sum_{n=1}^{\infty} q_n (r^2 + n^2 h_0^2)^{-3/2}, \qquad (311)$$

где $r = AB/2$ — разнос установки Шлумберже; h_0 — общая наибольшая мера мощностей слоев; q_n — «коэффициенты эмиссии» фиктивных источников — отображений.

После подстановки вида

$$t = r/h_0;$$

формула (311) запишется так:

$$y(t) = 1 + 2r^3 \sum_{n=1}^{\infty} q_n (t^2 + n^2)^{-3/2}. \qquad (312)$$

Известно, что при достаточно больших разносах ($r \to \infty$, $t \to \infty$) ряды в формулах (311), (312) сходятся медленно. Поэтому многие исследователи пытались различными путями ускорить вычисления. Авторы метода (Kunetz, Rocroi, 1970) нашли своеобразный путь решения прямой и обратной задач ВЭЗ.

Во-первых, они ввели четную периодическую функцию $\Psi(\theta)$, где $\theta = mh_0$ с периодом 2π, аналогичную функцию $R_1(m)$, и разложили ее в ряд Фурье

$$\Psi(\theta) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} q_n \cos n\theta, \qquad (313)$$

где

$$q_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \Psi(\theta) \cos n\theta \, d\theta. \qquad (314)$$

Заметим, что

$$q_0=\frac{2}{\pi}\int\limits_0^\pi \Psi(\theta)\,d\theta=1;$$

$$\int\limits_0^\pi \Psi(\theta)\,d\theta=\frac{\pi}{2}. \tag{315}$$

Для вычисления функции $\Psi(\theta)$ в случае многослойного разреза, содержащего $n-1$ пластов ограниченной мощности, предложена простая рекуррентная формула

$$\Psi(\theta)=\frac{1}{P_n^2(\theta)+Q_n^2(\theta)}\cdot\frac{\rho_n}{\rho_1}; \tag{316}$$

$$P_{p+1}(\theta)=\frac{1}{1-k_p}[P_p(\theta)(1-k_p\cos H_p\theta)-Q_p(\theta)\,k_p\sin H_p\theta];$$

$$Q_{p+1}(\theta)=\frac{1}{1-k_p}[P_p(\theta)(-k_p\sin H_p\theta)+Q_p(\theta)(1+k_p\cos H_p\theta)],$$

где k_p — коэффициенты «отражений»; H_p — относительная суммарная мощность;

$$k_p=\frac{\rho_{p+1}-\rho_p}{\rho_{p+1}+\rho_p};\quad H_p=\frac{1}{h_0}\sum_{j=1}^{p}h_j;$$

$$P_1(\theta)=1 \text{ и } Q_1(\theta)=0.$$

Далее с помощью обратного косинус-преобразования Фурье (314) и с учетом соотношения (315) формулу для кажущегося сопротивления (312) преобразуют следующим образом:

$$y(t)=1+2t^3\frac{1}{\pi}\int\limits_0^\pi \Psi(\theta)\left[\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\cos n\theta}{(t^2+n^2)^{3/2}}\right]d\theta=$$

$$=2t^3\frac{1}{\pi}\int\limits_0^\pi \Psi(\theta)\left[\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\cos n\theta}{(t^2+n^2)^{3/2}}\right]d\theta. \tag{317}$$

Известно (Градштейн, Рыжик, 1963), что

$$\int\limits_0^\infty \frac{\cos n\theta\,d\theta}{(t^2+n^2)^{3/2}}=\frac{\theta}{t}K_1(\theta t),$$

где $K_1(\theta t)$ — модифицированная функция Бесселя.

Отсюда

$$y(t)=\frac{2t^2}{\pi}\int\limits_0^\pi \Psi(\theta)\,H(\theta t)\,d\theta; \tag{318}$$

$$H(\theta t)=\sum_{j=-\infty}^{j=\infty}|\theta+2j\pi|\,K_1(|\theta+2j\pi|\,t). \tag{319}$$

Алгоритм решения обратной задачи по способу минимизации среднеквадратичного отклонения записывается в следующем виде:

$$\sum_{i}\left\{\frac{\alpha_i}{y(t_i)}\left[y(t_i)-\int_0^{\pi}\Psi(\theta)H(\theta t_i)\,d\theta\right]\right\}^2+\mu^2\int_0^{\pi}[\Psi(\theta)-\Phi(\theta)]^2\,d\theta=\min. \tag{320}$$

Здесь $y(t_i)$ — приведенное значение измеренного кажущегося сопротивления; l — число замеров; α_i — веса каждого замера; $\Phi(\theta)$ — функция, аналогичная $\Psi(\theta)$, рассчитанная по рекуррентной формуле (316) и заданным значениям параметров слоистой среды (она представляет собой заданный эталон, учитывающий местные условия, геологические данные и пр., от которого не должно очень сильно отклоняться подобранное значение $\Psi(\theta)$; μ^2 — коэффициент, подбираемый опытным путем. Чем больше величина μ^2, тем теснее связь $\Psi(\theta)$ и $\Phi(\theta)$.

Второй член выражения (320), предложенный Г. Кунецом, является фактически функционалом-регуляризатором (по А. Н. Тихонову) процесса минимизации.

На основе общей интерпретации результатов ВЭЗ находят параметры эквивалентной модели геоэлектрического разреза. Эти параметры корректируют с помощью контрольной кривой Дар-Царроук, выражающей зависимость среднего сопротивления $\rho_{экв}$ от эквивалентной мощности $h_{экв}$, где

$$\rho_{экв}=\sqrt{\sum T_i\Big|\sum S_i};\quad h_{экв}=\sqrt{\sum T_i\sum S_i}.$$

Кривая Дар-Царроук, по мнению авторов, хорошо отражает главные детали строения разреза. После ее сглаживания уточняют число слоев и их параметры.

В алгоритме предусматривается также и непосредственное получение совокупности коэффициентов q_n с помощью косинус-преобразования Фурье (314). Эта операция представляет собой не что иное, как один из способов обратной фильтрации результатов наблюдений, на возможность которой указывали в свое время автор (Матвеев, 1970) и другие исследователи (Koefoed, 1968; Ghoch, 1970). Совокупность значений q_n с помощью рекуррентных формул преобразуют в совокупность «коэффициентов» отражений k_p, график изменения которых в зависимости от глубины будет показывать особенности строения геоэлектрического разреза. Реализация этого способа откроет большие перспективы перед электрическим зондированием, ибо по материалам интерпретации окажется возможным построить практически непрерывную кривую изменения удельного сопротивления с глубиной, подобную каротажной диаграмме. Безусловно и то, что вследствие существования принципа эквивалентности, различных геологических помех и ошибок измерений результаты машинной интерпретации будут в лучшем случае отражать строение эквивалентного разреза. Окончательный вариант геоэлектрического разреза составляет интерпретатор. От его мастерства, опыта и интуиции зависит достоверность полученных результатов.

В работе Г. Кунеца и Ж. Рокруа (1970) и специальном выпуске французской геофизической компании приводятся много примеров машинной интерпретации ВЭЗ, дается анализ неудовлетворительных решений обратной задачи. Основные формулы алгоритма, например, (320) и (313)—(316) можно комбинировать с другими способами расчета кажущегося сопротивления и функции $R_1(m)$.

§ 43. АЛГОРИТМ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ КРИВЫХ ВЭЗ

Критерием достоверности результатов электроразведки служат данные бурения и электрического каротажа. Они используются также для детального анализа геоэлектрического разреза и привязки результатов зондирования к известным стратиграфическим горизонтам. В случае четкой дифференциации разреза по материалам совместной интерпретации параметрических ВЭЗ и каротажа удается расчленить геоэлектрический разрез, определить мощности и средние удельные сопротивления пластов (Пылаев, 1968; Каленов, 1957). В менее благоприятных условиях ограничиваются сведениями о глубине залегания опорного горизонта.

Методика непосредственного определения удельных сопротивлений по скважинным наблюдениям пока еще несовершенна. Суммарная продольная проводимость, вычисленная по данным стандартного каротажа и бокового каротажного зондирования (БКЗ), обычно в 1,5—2 раза занижена по сравнению с той, которую находят непосредственно по кривым ВЭЗ и ДЭЗ. При использовании показаний бокового каротажа расхождения несколько уменьшаются, но все же разница достигает десятков процентов.

В связи с этим представляет интерес сравнение теоретических кривых ВЭЗ или графиков функции $R_1^*(m)$, рассчитанных по совокупности показаний стандартного электрического каротажа, с результатами параметрических полевых наблюдений около скважины. Рассчитанные таким путем графики будем называть синтетическими. Следует заметить, что метод синтеза геофизических полей, основанный на данных каротажа скважин, широко применяется в сейсморазведке при изучении сложной волновой картины в горизонтально-слоистых средах.

Для синтеза функции $R_1^*(m)$ рекомендуется использовать совокупность показаний электрического каротажа, записанных одним зондом, например стандартным градиент-зондом. Максимальные и минимальные значения кажущихся сопротивлений (КС) в первом приближении принимаются за истинные удельные сопротивления слоев, а расстояние между экстремумами — за их мощность. Массив исходных данных (несколько сотен чисел) вводят в машину и по известной программе вычисляют функцию $R_1^*(m)$ в широком диапазоне пространственных частот $m : 10^{-4} \leqslant m \leqslant 10$. Расчетные значения сравнивают с соответствующими (по абсциссе) значениями параметрической функции $R_1(m)$, полученной путем пересчета кажущихся сопротивлений, замеренных около скважины. Корректируя кажущиеся сопротивления слоев модели, добиваются наилучшего совпадения двух функций. Критерием близости является нормированное среднее квадратическое отклонение. Полное их совпадение в пределах заданной погрешности будет, очевидно, свидетельствовать о том, что модель среды, принятая для синтеза, соответствует реальному или эквивалентному геоэлектрическому разрезу, отображающемуся на кривой ВЭЗ. По результатам сравнения можно составить объективное представление о составе геоэлектрического разреза, средних удельных сопротивлениях отдельных толщ и положении опорного горизонта.

Синтетические графики можно получить не только для целого разреза, но и для его части, начиная, например, с кровли характерного p-го слоя. В таком случае эталоном для сравнения будет функция $R_p(m)$, полученная путем пересчета $R_1(m)$ в нижнее полупространство.

Рассмотрим один из алгоритмов, опробованных автором совместно с В. П. Колесниковым на параметрическом материале. Алгоритм содержит следующие операции.

1. Ввод исходных данных: r_i — величин стандартных разносов параметрического зондирования, $\rho_к(r_i)$ — кажущихся сопротивлений по данным ВЭЗ, h_p — мощностей пластов, выделенных по каротажной диаграмме, ρ_p — удельных сопротивлений этих пластов, которые в первом приближении равны кажущимся сопротивлениям, G_j — коэффициентов Страхова для пересчета $\rho_к(r_i)$ в $R_1(m_i)$.

2. Интерполяция данных ВЭЗ по схеме Эйткена (см. § 40).

3. Определение обобщенных параметров разреза S и ρ_n и аналитическое продолжение правой ветви кривой ВЭЗ в области больших разносов (см. § 40).

4. Пересчет $\rho_к(r_i)$ в $R_1(m_i)$ по регуляризирующему алгоритму (см. § 39, способ 2).

5. Вычисление (синтез) функции $R_1^*(m)$ по формуле

$$R_p^*(m_i)=\frac{1-\psi_{p+1}(m_i)}{1+\psi_{p+1}(m_i)},$$

где

$$\psi_{p+1}(m_i)=\frac{(\rho_p/\rho_{p+1})-R_{p+1}^*(m_i)}{(\rho_p/\rho_{p+1})+R_{p+1}^*(m_i)}e^{-2m_ih_p};$$

$$p=n-1,\quad n-2,\ \ldots,\ 1;\quad i=0,\ 1,\ 2,\ \ldots,\ k;$$

$$m_0=4,\quad m_k=10^{-4},\quad m_{i+1}/m_i=\left(\sqrt[10]{10}\right)^{-1};$$

$$R_n^*(m_i)=1.$$

6. Коррекция параметров геоэлектрического разреза.

1) Вычисление среднеквадратичного отклонения Δs и ошибки ε_s.

$$\Delta_s = \sum_{i=0}^{k} \alpha_i \left| \frac{R_1(m_i) - R_1^*(m_i)}{R_1(m_i)} \right|^2;$$

$$\varepsilon_s = \sqrt{\frac{\Delta_s}{\sum\limits_{i=1}^{k} \alpha_i}}; \qquad \alpha_i = a + ib + \frac{c}{1+\lambda_i},$$

где α_i — весовые множители; a, b, c — коэффициенты, подбираемые экспериментально ($a \approx 1$, $b \approx 0{,}05$, $c \approx 1$); s — номер шага соответствующего приближения ($s = 0, 1, 2, 3, \ldots$);

$$\lambda_i = \ln \rho_к(r_i) - \ln \rho_к(r_{i-1}).$$

2) Оценка сходимости процесса: если $\varepsilon_s \leqslant \bar{\varepsilon}$, где $\bar{\varepsilon}$ — наперед заданная величина ($\bar{\varepsilon} \approx 0{,}05$), то процесс останавливают и на печать выдают значение ε_s и совокупности значений ρ_p и $R_1^*(m_i)$ (конец задачи); если $\varepsilon_s > \bar{\varepsilon}$, то переходят к следующей операции.

3) Сопротивление всех слоев меняют по формуле

$$\rho_{pi} = \rho_p(1 + \delta s),$$

где $\delta = \Delta\rho_p/\rho_p$ — шаг коррекции, величина которого подбирается экспериментально. Вычисляют ε_s^+ при положительном приближении. Если $\varepsilon_s^+ < \varepsilon_{s-1}^+$, то вычисления повторяют до получения $\varepsilon_{\min}$. Если $\varepsilon_s^+ > \varepsilon_{s-1}^+$, то знак коррекции меняется на обратный.

4) Оценка результатов коррекции: если $\varepsilon_{\min} \leqslant \bar{\varepsilon}$, то процесс останавливают и результаты выдают на печать; если $\varepsilon_{\min} > \bar{\varepsilon}$, то операции 3 и 4 повторяют для $p = n - 1$, $n - 2$, $n - 3, \ldots 2$, т. е. прекращают коррекцию первого (верхнего) слоя. Если при этом вновь найденное $\varepsilon_{\min} > \bar{\varepsilon}$, то прекращают коррекцию второго слоя и т. п.

7. Результаты интерпретации $\rho_p^{испр}$, $R_1^*(m_i)$ и $R_1(m)$ с помощью АЦПУ печатаются в виде графиков на бумажной ленте для визуальной оценки полученных материалов.

Алгоритм опробован в вычислительном центре ПГУ на практическом материале, полученном в некоторых районах Прикамья. Опыты проводились с целью уточнения опорного горизонта, привязка которого на выбранном участке представлялась спорной.

Исходные данные, максимальные и минимальные значения кажущихся сопротивлений снимались с каротажной диаграммы, записанной с помощью стандартного градиент-зонда (М2, 0А0, 5В). Расстояния между экстремумами, равные шагу квантования, принимались за мощность выделяемых пластов. Обычно выделяли не свыше 200 пластов. Все эти данные вводились в ЭВМ и по заданной программе рассчитывалась функция $R_1^*(m)$. Коррекция параметров проводилась грубо для $\bar{\varepsilon} = 0{,}5$.

Результаты сопоставления синтетических графиков с практическими графиками функции $R_1(m)$ показаны на рис. 56. Последние получены путем пересчета параметрических кривых ВЭЗ по методу В. Н. Страхова. Синтетические графики оказались близки к наблюденным. На них не выделяются мелкие детали, как на каротажной диаграмме, но отражаются основные элементы геоэлектрического разреза. Опорный горизонт проявляется исключительно четко. По каротажным диаграммам прослеживаются две—четыре пачки высокоомных пород *а*, *а'*, *б* и *в*, которые могут служить опорным горизонтом. Поэтому для ВЭЗ 1, 2 и 4 были выполнены раздельные расчеты для геоэлектрических разрезов с четырьмя опорными горизонтами. При сопоставлении синтетических графиков с наблюденными пришли к выводу, что опорным горизонтом может быть только пачка *б* загипсованных пород в кровле уфимского яруса. Для выделения и прослеживания структур по горизонту *b* (кровля кунгурского яруса) разносы установки следовало бы увеличить минимально в 3 раза (до $AB/2 = 6000$ м). Расхождение графиков в левой их части обусловлено отсутствием данных каротажа в верхней части разреза до глубины 40 м.

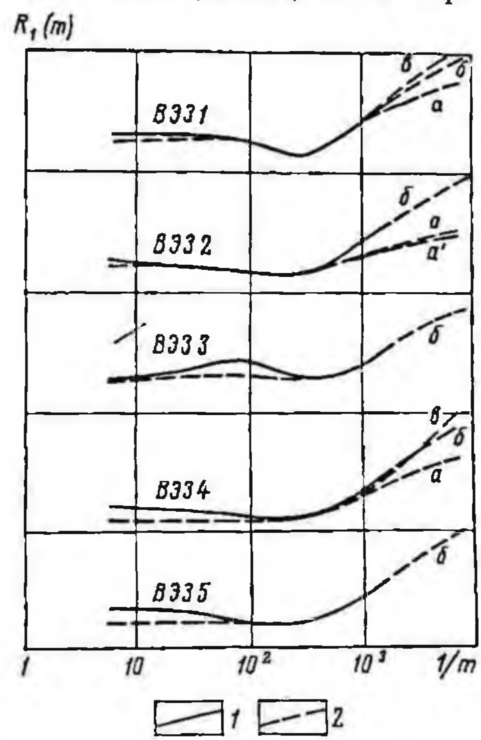


Рис. 56. Сопоставление наблюденных (*1*) графиков функции $R_1(m)$ с синтетическими графиками (*2*), полученными по данным обработки результатов электрического каротажа.

а, *а'*, *б*, *в* — варианты расчетов для четырех моделей опорного горизонта

Таким образом, на основе сравнения синтетического графика с практическим можно изучить геоэлектрический разрез, в частности, уточнить привязку опорного горизонта и путем коррекции исходных параметров найти близкие к истинным средние удельные сопротивления пластов.

§ 44. АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ АМПЛИТУД И ФАЗ ПРИ МТЗ И ЧЗ (В ВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ)

При интерпретации по методу подбора одним из важных этапов является расчет амплитудных и фазовых кривых зондирования. Здесь описан весьма экономичный алгоритм, опробованный на ЭВМ разных марок.

В основу алгоритма положена формула (70), предназначенная для пересчета приведенного импеданса с нижней границы на верхнюю. Техника составления подобного алгоритма детально рассмотрена в § 34.

1. Ввод исходных данных. Исходными данными служат параметры слоистого разреза: мощности $h_1, h_2, \ldots, h_n$ в километрах и средние продольные удельные сопротивления слоев $\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_n, \rho_{n+1}$ в Ом-метрах, где n — число слоев конечной мощности; ρ_{n+1} — среднее продольное удельное сопротивление подстилающего основания (опорного горизонта). Кроме того, задают последовательность абсцисс искомой кривой зондирования $\sqrt{T}$.

При расчете теоретических кривых параметры среды задают в виде отношений h_p/h_1, ρ_p/ρ_1, где p — номер слоя сверху вниз, а совокупность абсцисс λ_1/h_1 — в виде ряда геометрической прогрессии с шагом, равным $\sqrt[10]{10}$.

2. Пересчет приведенного импеданса с нижней границы на верхнюю. Для этого выполняют цикл последовательных вычислительных операций.

а) $$\theta_p = -\frac{4\pi}{\lambda_1/h_1}\cdot\frac{h_p/h_1}{\sqrt{\rho_p/\rho_1}} = -\frac{4\pi}{\sqrt{10}}\cdot\frac{h_p}{\sqrt{\rho_p}}\cdot\frac{1}{\sqrt{T}};$$

б) $$\alpha_{p+1} = \frac{(\sqrt{\rho_p/\rho_{p+1}})^2 - \mathrm{Re}_{p+1}^2 - \mathrm{Im}_{p+1}^2}{(\mathrm{Re}_{p+1} + \sqrt{\rho_p/\rho_{p+1}})^2 + \mathrm{Im}_{p+1}^2};$$

$$\beta_{p+1} = \frac{-2\sqrt{\rho_p/\rho_{p+1}}\,\mathrm{Im}_{p+1}}{(\mathrm{Re}_{p+1} + \sqrt{\rho_p/\rho_{p+1}})^2 + \mathrm{Im}_{p+1}^2};$$

в) $$P_p = e^{\theta_p}(\alpha_{p+1}\cos\theta_p + \beta_{p+1}\sin\theta_p);$$

$$Q_p = e^{\theta_p}(-\alpha_{p+1}\sin\theta_p + \beta_{p+1}\cos\theta_p);$$

г) $$\mathrm{Re}_p = \frac{1 - P_p^2 - Q_p^2}{(P_p+1)^2 - Q_p^2}; \quad \mathrm{Im}_p = -\frac{2Q_p}{(P_p+1)^2 + Q_p^2}.$$

В каждой из этих операций искомые величины находят для всей заданной совокупности абсцисс $\sqrt{T}$ или λ_1/h_1. Вычисления начинают с нижнего слоя при $p = n$, полагая $\mathrm{Re}_{n+1} = 1$, $\mathrm{Im}_{n+1} = 0$. Заканчивают цикл при $p = 1$, т. е. после получения значения Re_1 и Im_1. Затем переходят к следующей операции.

3. Вычисление амплитуды и фазы кажущегося сопротивления.

$$|\rho_T| = \rho_1(\mathrm{Re}_1^2 + \mathrm{Im}_1^2);$$

$$\varphi_T = 2\,\mathrm{arctg}\,\frac{\mathrm{Im}_1}{\mathrm{Re}_1};$$

$$\psi_T = \frac{\varphi_T}{2} - \frac{\pi}{4}.$$

4. На печать выдают совокупность абсцисс $\sqrt{T}$ (λ_1/h_1 не выдаются), амплитуд $|\rho_T|$ и фаз φ_T в градусах.

Описанный алгоритм можно использовать при пересчете результатов магнитотеллурических наблюдений в верхнее полупространство, а также для расчета волновых кривых частотного зондирования при условии, что в разрезе отсутствуют экраны. Если слоистая толща подстилается изолятором, то при расчете амплитудных кривых ЧЗ в соответствии с формулой (47) предусматривается вычисление дополнительного слагаемого $\Delta_n(\omega)$.

§ 45. АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Послойная интерпретация результатов амплитудно-фазовых наблюдений, как было показано в § 34, возможна на основе последовательного пересчета приведенного импеданса в нижнее полупространство. Сущность алгоритма кратко заключается в следующем.

Совокупность амплитуд и фаз, выделенная в узком диапазоне относительно малых периодов, аппроксимируется двухслойной зависимостью. При этом предполагается, что влиянием нижележащих слоев можно пренебречь. Физически такое предположение вполне оправдано, ибо при малых периодах электромагнитное поле распространяется преимущественно в верхней толще среды. Параметры двухслойного разреза — мощность h_p и относительное сопротивление ρ_{p+1}/ρ_p (p — номер слоя сверху вниз) вычисляют по элементарным формулам. Ширина спектра, отвечающего выделенным двум слоям, контролируется путем коррекции мощности и ограничения вариаций «информативной» функции F_p, характеризующей двухслойный разрез. Подпрограмма контроля служит автоматическим регуляризатором исходных данных и результатов интерпретации, что позволяет повысить устойчивость решения обратной задачи.

После определения и уточнения параметров слоя приведенный импеданс пересчитывают на кровлю следующего слоя, и операции повторяют для совокупности амплитуд и фаз в следующем диапазоне периодов, характерном для нижнего слоя и т. д.

Исходными данными служат амплитуды $|\rho_T|$ и фазы φ_T кажущегося сопротивления или ψ_T — фазы импеданса, а также совокупность периодов, для которых найдены эти величины.

$$\varphi_T = 2\left(\psi_T + \frac{\pi}{4}\right),$$

где $\psi_T = \psi_E - \psi_H = \mathrm{Arg}\, Z$ — фаза импеданса.

Среднее продольное удельное сопротивление первого слоя ρ_1 предполагается известным. Оно оценивается приближенно с точностью до 10%.

Для удобства последующего изложения введем следующие обозначения: $x_i = \sqrt{T_i}$ — абсциссы; $y_i = |\rho_T(x_i)|$ — амплитуды; $\varphi_i = \varphi_T(x_i)$ и $\psi_i = \psi_T(x_i)$ — фазы.

Алгоритм состоит из блоков: ввода исходных данных и их обработки, качественной интерпретации и послойной интерпретации с подпрограммой коррекции и регуляризации результатов. Рассмотрим основные операции алгоритма.

1. Ввод исходных данных: x_i, y_i, ρ_1, $\varphi_i\ (\psi_i)$ $(i = 1, 2, 3, \ldots, k$, где k — число обработанных измерений).

2. Вычисление исходных чисел для всех x_i.

$$\mathrm{Re}_1 = \sqrt{\frac{y_i}{\rho_1}} \cos\frac{\varphi_i}{2}; \quad \mathrm{Im}_1 = \sqrt{\frac{y_i}{\rho_1}} \sin\frac{\varphi_i}{2}.$$

3. Расчет и выдача на печать фиктивных параметров для построения качественных разрезов.

$$y'_\Phi = M \lg y_i; \quad S_\Phi = M \lg 356 \frac{x_i}{\sqrt{y_i}};$$

$$H_\Phi = M \lg 356 x_i \sqrt{y_i}; \quad S'_\Phi = 356 \frac{x_i x_{i+1}}{\sqrt{y_i y_{i+1}}} \cdot \frac{\sqrt{y_{i+1}} - \sqrt{y_i}}{x_{i+1} - x_i};$$

$$H'_\Phi = 356 x_i x_{i+1} \frac{\sqrt{y_i} - \sqrt{y_{i+1}}}{x_{i+1} - x_i},$$

где M — модуль логарифмического масштаба, равный 6,25 или 10 см.

4. Цикл операций для определения параметров p-го слоя.

$$\text{а)}\ A_{p-1} = e^{\theta_{p-1}} (a_{p-1} \cos\theta_{p-1} + b_{p-1} \sin\theta_{p-1});$$

$$B_{p-1} = e^{\theta_{p-1}} (a_{p-1} \sin\theta_{p-1} - b_{p-1} \cos\theta_{p-1});$$

$$\text{б)}\ \mathrm{Re}_p = \sqrt{\frac{\rho_{p-1}}{\rho_p}} \cdot \frac{A^2_{p-1} + B^2_{p-1} - 1}{(A_{p-1} + 1)^2 + B^2_{p-1}};$$

$$\mathrm{Im}_p = \sqrt{\frac{\rho_{p-1}}{\rho_p}} \cdot \frac{-2B_{p-1}}{(A_{p-1} + 1)^2 + B^2_{p-1}};$$

$$\text{в)}\ a_p = \frac{1 - \mathrm{Re}^2_p - \mathrm{Im}^2_p}{(1 - \mathrm{Re}_p)^2 + \mathrm{Im}^2_p}; \quad b_p = \frac{2\mathrm{Im}_p}{(1 - \mathrm{Re}_p)^2 + \mathrm{Im}^2_p};$$

$$\text{г)}\ \theta_p = \mathrm{arctg}\frac{b_p}{a_p} \ (\text{при } b/a < 0);$$

$$\text{д)}\ \bar{h}_p = \frac{h_p}{\sqrt{\rho_p}} = \frac{x}{3{,}97} (-\theta_p),$$

где A, B, Re, Im, a, b и θ — функции от x_i. Их вычисляют для всего заданного диапазона (x_0, x_k).

Первый цикл для $p = 1$ начинают с операции 4, в, так как исходные числа Re_1 и Im_1 находятся непосредственно по данным полевых наблюдений и поступают из блока 2. Все последующие циклы при $p > 1$ совершенно идентичны. Поэтому дадим общее описание блока 4 для любого $p \geqslant 1$.

Из совокупности исходных чисел, начиная с малых x_l, поочередно отбирают такие пары Re_p и Im_p, для которых выполняется «условие информативности»: $b/a < 0$. Далее осуществляют операции 4, г и 4, д. Найденные значения h_{p_l} для соседних абсцисс x_l сравнивают между собой. Выбирают из них такие, которые отличаются одно от другого не более чем на 50%

$$\left|\frac{h_{p_l}-h_{p_{l+1}}}{h_{p_l}}\right| < 0{,}5.$$

Отрицательные величины h_p отбраковывают. Из отобранных данных вычисляют среднее арифметическое $h_{p_{\text{ср}}}$ и запоминают промежуточный интервал (x_g, x_l), где оно получено. Очевидно, что в интервале (x_g, x_l) сосредоточена главным образом информация о p-ом слое. Но она осложнена помехами и влиянием соседних пластов. Поэтому предусматривается коррекция полученного результата.

Для интервала (x_g, x_l) вычисляют вспомогательную «информативную» функцию

$$F_p(x) = \frac{e^{(3{,}97/x_l)\, h_{p_{\text{ср}}}}}{\sqrt{a_{p_l}^2 + b_{p_l}^2}} \quad (x_g \leqslant x \leqslant x_l).$$

Величину $h_{p_{\text{ср}}}$ корректируют (с шагом $\pm 0{,}01 h_{p_{\text{ср}}}$) так, чтобы максимально ограничить вариации $F_p(x)$. Таким образом, в результате коррекции среднеквадратичное отклонение соседних значений этой функции должно стать минимальным.

$$\sum_{i=g}^{l}\left|\frac{F_p(x_i)-F_p(x_{l+1})}{F_p(x_l)}\right|^2 = \min.$$

После корректировки вычисляют истинную мощность

$$h_p = h_{p_{\text{ср}}}\sqrt{\rho_p}$$

и исправленные числа θ_{p_l}

$$\theta_{p_l} = \frac{3{,}97 h_{p_{\text{ср}}}}{x_l}$$

для оставшегося диапазона с «перекрытием» (x_g, x_k). Мощность выдают на печать, а θ_{p_l} передают вместе с ранее найденными a_{p_l} и b_{p_l} в 4, а.

Далее в диапазоне (x_g, x_l) отбирают такие близкие по величине функции $F_p(x_l)$, что

$$\left|\frac{F_p(x_l)-F_p(x_{l+1})}{F_p(x_l)}\right| < \delta.$$

Отбор производят в два приема, полагая сначала $\delta = 0{,}1$, а затем 0,05. Из отобранных функций находят среднее арифметическое $F_{\rho_{ср}}$ и оценивают его с помощью условия блокировки (чтобы избежать деления на нуль и переполнения ячейки оперативной памяти во время счета). Если $|F_{\rho_{ср}} - 1| > 0$ или $|F_{\rho_{ср}} - 1| < 0{,}01$, то счет останавливают и выдают на печать удельное сопротивление следующего слоя $\rho_{p+1} = 10^5$ (или 10^{-6}). Если условие блокировки не выполняется, то переходят к последней операции цикла 4.

а) Сначала определяют знак у $F_{\rho_{ср}}$: если $a_p > 0$, то $F_{\rho_{ср}} > 0$; если $a_p < 0$, то $F_{\rho_{ср}} < 0$.

С учетом знака вычисляют

$$\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_{p+1}}} = \frac{1 - F_{\rho_{ср}}}{1 + F_{\rho_{ср}}}; \qquad \rho_{p+1} = \rho_p \left(\frac{1 + F_{\rho_{ср}}}{1 - F_{\rho_{ср}}} \right)^2 .$$

Первое значение посылается в цикл 4, б, а второе выдается на печать.

После завершающей операции весь цикл 4 повторяется для индекса $p + 1$. Вычисления прекращаются либо в силу условия блокировки, либо после того, как диапазон исходных данных будет исчерпан.

5. Для оценки результатов интерпретации решается прямая задача (см. § 44). По найденным значениям h_p и ρ_p вычисляются амплитудные значения кажущегося сопротивления $|\rho_T(x_i)|$ и сравниваются с исходными данными. Среднее квадратичное отклонение

$$\Delta = \sum_{i=1}^{k} \left| \frac{y_i - \rho_T(x_i)}{y_i} \right|^2$$

выдается на печать.

§ 46. АЛГОРИТМ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ МТЗ

Согласно статистической теории интерпретация результатов зондирования рассматривается как процесс получения информации о геоэлектрическом разрезе на основе испытания случайных компонентов измеренного поля (Гольцман, 1971). Вследствие неизбежных ошибок полевых измерений вычисленные по данным зондирования кажущиеся сопротивления представляют собой случайные величины, и к ним в полной мере могут быть применены вероятностные законы и оценки. Признание элемента случайности — главное содержание статистической теории.

Для построения алгоритма интерпретации вводится априорное представление об объекте исследования в виде слоистого полупространства с горизонтальными границами раздела. В таком случае математическая модель экспериментального материала запишется в виде следующего уравнения:

$$y_i = f_i(x_j) + \eta_i,$$

где y_i — набор кажущихся сопротивлений, полученный в результате магнитотеллурических наблюдений в широком диапазоне периодов ($i = 1, 2, 3, \ldots, k$, где k — число точек на кривой зондирования); $f_i(x_j)$ — теоретическое значение кажущегося сопротивления, вычисленное для модели плоской волны в горизонтально-слоистом полупространстве для того же набора периодов; x_j — искомые параметры разреза: $x_1 = \rho_1$, $x_2 = h_1$, $x_3 = \rho_2$, $x_4 = h_2, \ldots$; η_i — случайные ошибки в области наблюдений, которые, как предполагается, подчиняются нормальному закону распределения, некоррелированы и центрированы с дисперсиями $\sigma_i^2 = \sigma f_i^2(x_j)$.

На основе случайных исходных данных можно составить также случайное представление о внутренней структуре выбранной модели. Поэтому, максимально, что можно сделать по заданному набору (выборке) кажущихся сопротивлений, это построить условное распределение вероятностей суждений об объекте. Такое условное распределение применительно к оценке параметров разреза называют апостериорной плотностью распределения. Обозначим ее через $P_y(x_j)$. Согласно теореме Бейеса она связана с априорной плотностью распределения искомых параметров $P(x_j)$ следующим соотношением:

$$P_y(x_j) = kP(x_j)\,P_x(x_j),$$

где k — коэффициент нормировки; $P_x(x_j)$ — условная плотность распределения экспериментального материала после того, как параметры разреза x_j приняли некоторое определенное значение. Последняя функция, рассматриваемая в зависимости от x_j для заданной выборки исходных данных y_i, называется функцией правдоподобия. Она определяет оптимальное преобразование экспериментального материала в процессе его испытания.

Алгоритм интерпретации амплитудных кривых МТЗ, основанный на поиске максимального правдоподобия, разработан в Ленинградском государственном университете А. А. Ковтун и Л. Н. Пороховой (1971) на основе статистической теории интерпретации, развитой Ф. М. Гольцманом (1971). Рассмотрим основные положения алгоритма и пути повышения его эффективности (Порохова, Ковтун, 1970).

Обозначим $L(x_j) = \ln P_x(x_j)$. Для горизонтально-слоистой модели среды логарифмы функции правдоподобия имеют вид

$$L(x_j) = -\frac{1}{2}\ln\left[(2\pi\sigma^2)^k \prod_{i=1}^{k} f_i^2(x_j)\right] - \frac{1}{2\sigma^2}\sum_{i=1}^{k}\left[\frac{y_i - f_i(x_j)}{f_i(x_j)}\right]^2.$$

Если пренебречь первым членом в правой части, то можно записать

$$L(x_j) \approx -\frac{1}{2\sigma^2}\sum_{i=1}^{k}\left[\frac{y_i - f_i(x_j)}{f_i(x_j)}\right]^2. \qquad (321)$$

Нетрудно заметить сходство правой части формулы (321) с функцией отклика (см. § 41). Но на этом сходство кончается.

В качестве оценок неизвестных значений x_j при каждом фиксированном числе слоев n принимают те значения искомых параметров, при которых логарифм функции правдоподобия достигает максимума. Условие максимального правдоподобия записывается так:

$$\partial L(x_j)/\partial x_c = 0, \tag{322}$$

где c — номер параметра слоя.

Для получения приближенного решения системы (322) применяют метод последовательных приближений Ньютона с заменой вторых производных их средними значениями. Решение задачи сводится к решению системы нормальных уравнений

$$\overrightarrow{A\,\Delta x} = \vec{B}, \tag{323}$$

где составляющие вектора $\vec{\Delta x}$ разности $\Delta x_j = x_j - x_j^0$; x_j^0 — нулевые приближения, выбираемые на основе априорных соображений; A и B — коэффициенты.

$$A_{cd} = -\frac{1}{\sigma^2}\sum_{i=1}^{k}\frac{\partial f_i(x_j^0)}{\partial x_c}\cdot\frac{\partial f_i(x_j^0)}{\partial x_d}\,\frac{1}{f_i^2(x_j^0)}; \tag{324}$$

$$B_c = -\frac{1}{\sigma^2}\sum_{i=1}^{k}\frac{y_i - f_i(x_j^0)}{f_i^2(x_j^0)}\cdot\frac{\partial f_i(x_j^0)}{\partial x_c}, \tag{325}$$

где c и $d = 1, 2, 3, \ldots, 2n - 1$ — число искомых параметров.

При построении алгоритмов (323)—(325) логарифм функции правдоподобия аппроксимируют параболической функцией $\bar{L}(x_j)$, получаемой путем разложения $L(x_j)$ в ряд Тейлора.

Коэффициенты информационной матрицы A определяются первыми производными от функции $f(x_j)$, которая зависит от параметров x_j, найденных в свою очередь по заданной выборке случайных экспериментальных данных y_j. Если в экспериментальном материале содержится недостаточно информации для совместного определения параметров, то матрица A становится плохо обусловленной, ее определитель близок к нулю, и процесс итерации расходится. Такая ситуация может возникнуть в том случае, если априори неправильно оценено число слоев в разрезе или мал интервал выборки (идеальный интервал — от левой до правой асимптот кривой зондирования).

Для повышения устойчивости решения задачи Л. Н. Порохова и А. А. Ковтун (1970) видоизменили первоначальный алгоритм. Вместо функции $\bar{L}(x_j)$ предложено максимизировать новую функцию

$$S(x_j) = W\bar{L}(x_j) + \frac{1}{2\sigma^2}\sum_{l=1}^{c} a_l(\Delta x_l)^2, \tag{326}$$

где a_i — некоторые положительные числа, имеющие смысл весовых множителей; c — номер параметра слоя;

$$W \approx \frac{\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{k}\{[y_i - f_i(x_j)]/f_i(x_j)\}^2}{\sum_{i=1}^{c}(B_i)^2 a_i^{-1}}.$$

Из условия $\partial S/\partial x_c = 0$ получена другая система нормальных уравнений

$$D\overrightarrow{\Delta x} = \vec{B},$$

которая отличается от первой диагональными членами, т. е.

$$D = A + \vec{a}W^{-1}I,$$

где I — единичная матрица; $\vec{a}$ — вектор, составляющими которого являются числа a_i.

Оба алгоритма проверены на теоретическом и экспериментальном материале. Установлено, что точность интерпретации зависит от коррелируемости между параметрами разреза. Когда наблюденные данные y_i зависят от всех отыскиваемых параметров, то погрешность невелика. Если же некоторые из них, например верхние слои, мало влияют на форму кривой зондирования (в пределах выборки), то корреляция между параметрами возрастает и эти параметры иногда не удается различить.

Кроме того, из-за присутствия случайной компоненты в экспериментальном материале решение обратной задачи в общем случае неоднозначно. В многомерном пространстве искомых параметров может быть несколько максимумов функции правдоподобия. Для того чтобы найти эти максимумы, процесс интерпретации повторяют с другими, смещенными нулевыми приближениями (Порохова, 1971). С целью повышения эффективности интерпретации необходимо тщательно подбирать априорный материал.

§ 47. АЛГОРИТМ ИНТЕРПРЕТАЦИИ КРИВЫХ СТАНОВЛЕНИЯ ПОЛЯ ПО МЕТОДУ ПОДБОРА

Алгоритм составлен по принципу сравнения интерпретируемой кривой зондирования с одним из стандартных теоретических графиков — эталонов, заложенных в оперативную память ЭВМ (Матвеев, Бушуев, Котова, 1967).

Как известно, кажущееся сопротивление ρ_τ в горизонтально-слоистой среде зависит от нескольких переменных: времени становления t, разноса установки r и параметров среды h_p и ρ_p (p — номер слоя). Теоретические стандартные кривые представляют в относительных координатах τ_1/h_1, ρ_τ/ρ_1, где $\tau = \sqrt{10^7 2\pi t\rho_1}$ — параметр становления поля в первом слое. Для того чтобы кривые стали сопоставимы, их надо привести к единой, удобной для практики системе координат. При этом следует учесть, что в силу инерционности современной аппаратуры наиболее достоверно регистрируется лишь поздняя стадия становления поля. Исходя из этих соображений интерпретируемые и стандартные кривые целесообразно вводить в машину в приведенных координатах в виде функции

$$y = f(x),$$

где

$$x = \frac{\tau_1/h_1}{2\pi\sqrt{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S}{S_1}}}; \quad y = \frac{\rho_\tau/\rho_1}{\frac{r}{h_1}\cdot\frac{S_1}{S}};$$

S — суммарная продольная проводимость. После сокращений

$$x = \frac{503\sqrt{2\pi t}}{\sqrt{rS}}; \quad y = \frac{\rho_\tau}{r/S}.$$

В таком виде координаты интерпретируемой кривой легко можно вычислить по наблюденным данным, и они оказываются сопоставимыми с расчетными значениями в любом диапазоне разносов. При больших разносах, в 10 раз и более превышающих глубину залегания опорного горизонта, правые ветви приведенных кривых почти сливаются. При меньших разносах они несколько расходятся. Приведение кривых к единой системе координат x и y в общем случае не исключает влияния конечного разноса на их форму.

Введем дополнительные обозначения: $\nu_p = h_p/h_1$; $\mu_p = \rho_p/\rho_1$; $d = r/h_1$. Тогда функция кажущегося сопротивления в приведенных координатах для трехслойного разреза запишется так:

$$y = F(x, \nu_2, \mu_2, d),$$

а та же функция по наблюденным данным имеет вид

$$y = f(x).$$

Если при сравнении практической кривой с теоретической окажется, что они совпадают в пределах заданной погрешности, то такие кривые следует считать эквивалентными. Параметры ν_2, μ_2 и d теоретической кривой можно использовать для интерпретации, учитывая при этом правило эквивалентности (см. § 6).

Рассмотрим один из алгоритмов для интерпретации кривых становления магнитного поля в условиях проводящего разреза типа H. В алгоритме предусмотрены следующие элементы: базовые матрицы, содержащие в числовом коде серию стандартных трехслойных кривых, блок ввода и преобразования исходных данных, блок сравнения и подбора, блок интерполяции по d, расчет и выдача на печать результатов интерпретации.

1. Для ввода в оперативную память машины из расчетной таблицы (Тихонов, Скугаревская, Фролов, 1963) подбирают такие стандартные кривые, параметры которых характерны для заданного разреза, например:

$$\nu_2 = 1/4;\quad 1/2;\quad 1{,}0;\quad 2{,}0;\qquad \mu_2 = 1/8;\quad 1/4;\quad 1/2;\quad 1{,}0;\qquad d = \left\{\begin{array}{cccc} 5, & 6, & 7, & 9, \\ 6, & 7, & 9, & 12, \\ 7, & 9, & 12, & 16, \\ 12, & 16, & 20, & 24. \end{array}\right.$$

Приведенные ординаты y_l находят путем интерполяции для 12 фиксированных абсцисс x_k, заданных с равномерным шагом $x_k/x_{k-1} = \sqrt[4]{2}$ в интервале наиболее характерного изменения кажущихся сопротивлений $(\sqrt[4]{2})^{-10} \leqslant x_k \leqslant \sqrt[4]{2}$. С целью удобства последующих операций абсциссы и ординаты логарифмируют и в виде матрицы векторов $b_{lk} = \ln y_{lk}$ (I) для 12 фиксированных значений $a_k = \ln x_k$ и матрицы ответов (II) вводят в память машины.

$$\begin{array}{c|c} \text{I} & \text{II} \\ \left|\begin{array}{ccccc} b_{11} & b_{12} & b_{13} & \ldots & b_{112} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & \ldots & b_{212} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & \ldots & b_{312} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ b_{641} & b_{642} & b_{643} & \ldots & b_{6412} \end{array}\right| & \left|\begin{array}{ccc} \nu_{21} & \mu_{21} & d_1 \\ \nu_{22} & \mu_{22} & d_2 \\ \nu_{23} & \mu_{23} & d_3 \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ \nu_{264} & \mu_{264} & d_{64} \end{array}\right| \end{array}.$$

Каждой строке матрицы I приписывается соответствующая модель геоэлектрического разреза из матрицы II. В настоящем случае матрица I включает в себя 64 строки и 12 столбцов.

2. Для интерпретации в машину вводят следующие исходные данные: $\sqrt{2\pi t_k}$, $\rho_{\tau k}$, r, S и иногда ρ_2 — удельное сопротивление предопорного проводящего слоя. Параметр ρ_2 обычно выдержан по простиранию на больших площадях. Его определяют по параметрическим наблюдениям около скважин или методом подбора по описанной здесь программе. В силу ограниченности принципа эквивалентности можно обойтись без задания ρ_2.

3. На первом этапе интерпретации предусматривается вычисление координат интерпретируемой кривой

$$x_k = \frac{503\sqrt{2\pi t_k}}{\sqrt{rS}};\qquad y_k = \rho_{\tau_k}/(r/S).$$

Обозначим $\xi_k = \ln x_k$; $\eta_k = \ln y_k$. В общем случае абсциссы ξ_k и ординаты η_k не соответствуют базовым. Поэтому ординаты η_k приводят к базовым абсциссам путем квадратичной интерполяции по известной схеме Эйткена (см. § 38).

4. После интерполяции и приведения всех 12 ординат к базовым абсциссам производится сравнение интерпретируемой кривой со всеми теоретическими кривыми матрицы I. При этом для каждой строки матрицы I вычисляется среднее квадратичное отклонение

$$\Delta_i = \sum_{i=1}^{12} \left| \frac{b_k - \eta_k}{b_k} \right|^2.$$

Наименьшее отклонение фиксируется и засылается в память. Одновременно в ячейку памяти записывается строка ответов ν_{2_i}, μ_{2_i}, d_i, соответствующая той теоретической кривой, с которой наилучшим образом совпадает интерпретируемая кривая (Δ_{min}).

5. Ввиду того что суммарную продольную проводимость находят приближенно, предусматривается коррекция входного значения с шагом $\pm 0{,}02S$. Первоначальное значение S увеличивается на $0{,}02S$ и операции 2—4 повторяются. Если вновь найденное отклонение $\Delta'_{min} < \Delta_{min}$, то коррекция продолжается в том же направлении до тех пор, пока не будет найдено S^*, которому соответствует наименьшее значение Δ^*_{min}. Если после первого шага окажется, что отклонение $\Delta'_{min} > \Delta_{min}$, то коррекция проводится в обратном направлении (в сторону уменьшения S). В память машины засылается Δ^*_{min}, S^* и соответствующая им строка ответов ν^*_2, μ^*_2 и d^*.

6. Последний параметр d^*, связанный с искомой мощностью верхнего слоя, уточняется путем интерполяции. Исследования теоретических кривых показали, что в диапазоне выбранных базовых абсцисс ординаты $b_{ik} = \ln y_{ik}$ почти линейно зависят от $\ln d_i$. Поэтому можно ограничиться линейной интерполяцией.

Из матрицы I выбираются две строки с параметрами

$$\nu_{2_i} = \nu^*_2; \quad \mu_{2_i} = \mu^*_2; \quad d_i < d^*;$$

$$\nu_{2_{i+1}} = \nu^*_2; \quad \mu_{2_{i+1}} = \mu^*_2; \quad d_{i+1} > d^*.$$

Полагая

$$X = \eta_k; \quad X_1 = b_{ik}; \quad X_2 = b_{i+1,k};$$

$$Y = \ln d; \quad Y_1 = \ln d_i; \quad Y_2 = \ln d_{i+1},$$

по формуле линейной интерполяции

$$Y = Y_2 + (X - X_2)\frac{Y_2 - Y_1}{X_2 - X_1}$$

находится $\ln d_k$, а отсюда и d_k для всех 12 значений k. Затем вычисляются средние значения по двум половинам кривой (отдельно от левой и правой ветвей).

$$d'_{ср} = \frac{1}{6}\sum_{1}^{6} d_k; \quad d''_{ср} = \frac{1}{6}\sum_{7}^{12} d_k.$$

Для оценки результатов интерполяции вычисляются средние квадратические ошибки

$$\delta_1 = \sqrt{\frac{1}{5}\sum_{1}^{6} \varepsilon_k'^2}; \quad \delta_2 = \sqrt{\frac{1}{5}\sum_{7}^{12} \varepsilon_k''^2},$$

где

$$\varepsilon_k' = d'_{\text{ср}} - d_k; \quad \varepsilon_k'' = d''_{\text{ср}} - d_k.$$

Если δ_1 и δ_2 незначительно различаются друг от друга, то используется общий средний параметр

$$d_{\text{ср}} = \frac{d' - d''}{2}.$$

Если $|\delta_1| > |\delta_2|$, предпочтение отдается δ''. При $|\delta_1| < |\delta_2|$ результат следует считать неудовлетворительным. На печать выдаются оба значения d' и d'', а также δ_1 и δ_2.

7. После интерполяции вычисляются параметры среды и контрольные данные

$$\delta = \sqrt{\frac{\Delta^*_{\min}}{12}}; \quad S = \frac{S^*}{1+(\nu_2^*/\mu_2^*)}; \quad S_2 = S^* - S_1;$$

$$h_1' = r/d'_{\text{ср}}; \quad h_1'' = r/d''_{\text{ср}}; \quad h = \frac{1}{2}(h_1' + h_1'');$$

$$h_2 = \rho_2 S_2; \quad H = h_1 + h_2; \quad \rho_1 = h_1/S_1; \quad \rho_l = H/S^*;$$

$$\rho_2' = \rho_1 \mu_2^*; \quad h_2' = \rho_2' S_2; \quad \rho_l' = H'/S^*; \quad H' = h_1 + h_2'.$$

8. На печать выдаются следующие данные: δ, ν_2, μ_2^*, $d'_{\text{ср}}$, S_1, S_2, S^*, $d''_{\text{ср}}$, h_1', h_1'', h_1, h_2, H, ρ_1, ρ_2, ρ_l, ρ_2', h_2', H' и номер теоретической кривой.

Описанная программа была опробована на ЭВМ в вычислительном центре ПГУ. На первом этапе в качестве интерпретируемых задавались расчетные трехслойные кривые становления магнитного поля. Почти во всех случаях был получен однозначный правильный ответ. Иногда машина выдавала эквивалентные параметры, близкие заданным. При повторной интерпретации вводили параметр ρ_2 и получали правильный ответ.

На втором этапе в машину вводили ординаты теоретических четырехслойных кривых, по внешнему виду похожих на трехслойные. Результаты интерпретации показаны в табл. 13. Параметры промежуточных пластов, полученные по результатам машинной интерпретации, лишь условно характеризуют разрез. В то же время обобщенные параметры среды S, ρ_l и H найдены с небольшой погрешностью.

На третьем этапе интерпретировали параметрические кривые зондирования, наблюденные вблизи опорных скважин. Вследствие сильного искажения кривых ЗСМ горизонтальными неоднородностями среды некоторые ответы были неудовлетворительными.

Поэтому для интерпретации отбирали только неискаженные кривые зондирования. В табл. 14 показаны результаты машинной интерпретации для четырех пунктов Прикамья. Глубина залегания опорного горизонта найдена с удовлетворительной точностью.

Таблица 13

Результаты интерпретации теоретических четырехслойных кривых ЗСМ (разрезы типа КН, QН и НА)

Параметры	КН		QН		НА	
	Истинные параметры	Параметры по данным ЭВМ	Истинные параметры	Параметры по данным ЭВМ	Истинные параметры	Параметры по данным ЭВМ
h_1, м	812	1300	600	1600	1000	1100
h_2, м	406	1590	1200	1600	500	2200
h_3, м	1624	—	1200	—	2000	—
ρ_1, Ом·м	10,0	8,2	10,0	6,0	10,0	11,6
ρ_2, Ом·м	20,0	2,5	5,0	3,0	5,0	11,6
ρ_3, Ом·м	2,5	—	2,5	—	40	—
ρ_l, Ом·м	3,78	3,64	3,84	4,05	14,0	12,0
S, См	752	793	780	790	250	270
H, м	2842	2890	3000	3200	3500	3300

Таблица 14

Результаты интерпретации параметрических кривых ЗСМ

Параметры	Глазов	Бородулино	Старцево	Кочево
h_1, м	823	1274	1315	835
h_2, м	1645	2548	1315	1766
ρ_1, Ом·м	9,2	7,6	6,5	25,0
ρ_2, Ом·м	2,5	3,8	3,3	3,1
ρ_l, Ом·м	3,1	4,6	4,4	4,4
S, См	804	836	602	602
H, м	2467	3821	2629	2651
$H_{\text{ист}}$, м	2220	4000 (?)	3008	2615

В дальнейшем представляется целесообразным в качестве стандартных использовать типичные многослойные кривые, соответствующие геоэлектрическому разрезу в заданном районе. Во внешней памяти можно хранить достаточный набор стандартных кривых, полученных расчетным или экспериментальным путем для разнообразных моделей сред.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, общий алгоритм интерпретации результатов электромагнитного зондирования можно кратко сформулировать в следующем виде: от качественного пространственного представления о модели среды к послойной интерпретации каждого отдельного зондирования и от нее — к построению количественной модели геоэлектрического разреза, «наполненной» геологическим содержанием.

Достоинством первого этапа является то, что рассматривается полная совокупность результатов наблюдений по заданному профилю или площади. Выраженная графически в виде разрезов, графиков и карт она дает объемное представление о распределении поля в полупространстве и об основных закономерностях изменения электрических свойств объекта. Совершенствование приемов качественной интерпретации должно сопровождаться увеличением плотности наблюдений: сокращением интервалов между действующими расстояниями, переходом к укрупненному логарифмическому или арифметическому масштабам изображения результатов зондирования, сокращением шага между профилями и точками наблюдения.

Иными словами, по примеру метода ОГТ в сейсморазведке вместо одного зондирования на 2—4 км^2, как это бывает при структурных исследованиях, целесообразно выполнять 20—40. Вследствие накопления полезных сигналов — эффектов от искомых границ раздела можно получить более точные эффективные параметры среды и от них перейти к истинным. Наряду с этим необходимо совершенствовать форму представления качественных материалов с целью повышения их информативности. Примером могут служить разрезы кажущихся проводимостей и нормированных производных кажущегося сопротивления. Если ввести поправки за влияние рельефа и верхней нестабильной зоны, а также использовать элементарные приемы регуляризации, то информативность таких разрезов резко возрастет. В дальнейшем их можно использовать с целью получения нормализованных кривых зондирования для послойной интерпретации.

Интерпретация с помощью палеток остается пока основным способом получения количественных характеристик разреза. Сопоставляя кривую зондирования с палеткой, интерпретатор одновременно формализует модель среды, регуляризирует исходные данные и учитывает геологические особенности разреза. Опытный интерпретатор в одном акте совмещает все этапы качественной, количественной и геологической интерпретации. Это одно из важных преимуществ палеточного метода. К тому же имеются хорошо разработанные приемы графического построения кривых кажущегося сопротивления, которые используют для контроля полученных результатов.

Попытки комбинировать различные номограммы с двухслойными палетками для ускорения обработки материалов кажутся автору шагом назад в методике интерпретации. Это пройденный этап в электроразведке. Надо группировать и комбинировать трехслойные и многослойные кривые, чтобы в процессе интерпретации учитывать влияние соседних пластов.

Весьма перспективным представляется составление сводных или комбинированных палеток для горизонтально-неоднородных сред. Исходными данными для их построения могут служить результаты расчетов на ЭВМ и данные физического моделирования.

Численные методы интерпретации, в том числе и статистические приемы, обладают большей гибкостью и простором для применения современного математического аппарата. Они почти свободны от шаблонов и не требуют высокой квалификации исполнителя. Но в настоящее время они разработаны только для модели горизонтально-слоистой среды, и всякое искажение кажущихся сопротивлений ведет к большим погрешностям и неустойчивости решения.

Приемы машинной интерпретации вышли из стадии опробования и постепенно внедряются в производство. Большие успехи сделаны при решении прямой задачи на ЭВМ. Сейчас уже не существует проблемы получения кривых кажущегося сопротивления для горизонтально-слоистой среды, состоящей из множества пластов. Разрабатываются и реализуются программы расчета кажущихся сопротивлений для горизонтально-неоднородных сред. Успешно работает для выполнения заказов организаций программа комплексной качественной интерпретации ВЭЗ. Сделаны существенные шаги по повышению эффективности статистической интерпретации данных МТЗ на ЭВМ. Основными задачами в этой области остаются: составление экономичных и надежных алгоритмов применительно к конкретным условиям и повышение устойчивости результатов с помощью регуляризирующих алгоритмов.

Электронные вычислительные машины можно применять на всех этапах, начиная от обработки материалов наблюдения и кончая геологическим их истолкованием. В геологии сейчас происходит процесс формализации основных представлений и внедрения математических методов обработки наблюдений. Геологическая информация может быть закодирована соответствующим образом и вместе с геофизическими данными обрабатываться на ЭВМ. Даже такие элементарные сведения, как число возможных пластов в разрезе, предельная глубина залегания опорного горизонта, соображения о латеральной изменчивости физических свойств и сведения о тектонике приносят существенную пользу при машинной интерпретации результатов. В заключение хотелось бы подчеркнуть настоятельную необходимость комплексного рассмотрения результатов электромагнитного зондирования и материалов наблюдений другими геофизическими методами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Альбом палеток электрического зондирования для трехслойных разрезов. М., изд., Всесоюз. науч.-исслед. ин-та геофиз. методов разведки (ротапринт), 1963.

Альбом палеток электрического зондирования для разрезов с вертикальными, наклонными и горизонтально-вертикальными контактами (ВК, НК, ГВК). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та геофиз. методов разведки (ротапринт), 1963.

Альбом трехслойных палеток частотного зондирования. Новосибирск, изд. Ин-та геологии и геофизики Сиб. отд-ния АН СССР (ротапринт), 1963. Авт.: Л. Л. Ваньян, Г. М. Морозова, Л. В. Ложеницына и др.

Альбомы трехслойных теоретических кривых зондирования становлением поля в ближней зоне, вып. 1—4. Новосибирск, изд. Сиб. науч.-исслед. ин-та геологии, геофизики и минер. сырья (ротапринт), 1969—1972. Авт.: А. А. Кауфман, В. Н. Курилло, Г. М. Морозова и др.

Альбом номограмм для интерпретации кривых ЗС. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та геофиз. методов разведки (ротапринт), 1971. Авт.: В. Н. Фомина, Е. И. Терехин, О. В. Киселева и др.

Альпин Л. М. Приведенные разносы электродов. — В кн.: Прикладная геофизика. М., Гостоптехиздат, 1945.

Альпин Л. М. Теория дипольных зондирований. М., Гостоптехиздат, 1950.

Апищенко Г. Н. Фазовые измерения в магнитотеллурической разведке. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 43. М., «Недра», 1965.

Бележовский М. Л., Зильберштейн М. Б. О решении обратной задачи электроразведки по корреляционным зависимостям для многослойных кривых ВЭЗ. — В кн.: Развед. и промысл. геофизика, вып. 46. М., Гостоптехиздат, 1962.

Бердичевский М. Н., Загармистр А. М. Вопросы интерпретации двухсторонних электрических зондирований дипольными установками. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 19. М., Гостоптехиздат, 1958.

Бердичевский М. Н. Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования. М., «Недра», 1968.

Бердичевский М. Н., Завадская Т. Н. Интерпретация амплитудных кривых МТЗ с помощью теоретических палеток. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 62. М., «Недра», 1971.

Бердичевский М. Н., Сафонов А. С. Интерпретация фазовых кривых магнитотеллурического зондирования по особым точкам. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 66. М., «Недра», 1972.

Бердичевский М. Н., Сафонов А. С. Графическое построение и интерпретация фазовых кривых магнитотеллурического зондирования. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 67. М., «Недра», 1972.

Березин И. С., Жидков Н. П. Методы вычислений ч. I. М., Физматгиз, 1959.

Бурсиан В. Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Изд. 2-е. Л., «Недра», 1972.

Валюс В. П., Рудерман Е. Н. Два алгоритма минимизации функции R_1 (m) параметров n-слойного разреза при решении обратной задачи электроразведки методом сопротивлений. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 66. М., «Недра», 1972.

Ваньян Л. Л. К теории дипольных электромагнитных зондирований. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 16. М., Гостоптехиздат, 1957.

Ваньян Л. Л., Морозова Г. М., Ложеницына Л. В. О расчете теоретических кривых электрического зондирования. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 34. М., Гостоптехиздат, 1962.

Ваньян Л. Л., Бобровников Л. З. Электроразведка по методу становления магнитного поля. М., Госгеолтехиздат, 1963.

Ваньян Л. Л. Основы электромагнитных зондирований. М., «Недра», 1965.

Ваньян Л. Л. Становление электромагнитного поля и его использование для решения задач структурной геологии. Новосибирск, «Наука», 1966.

Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. Пер. с англ. Ч. I. М., изд-во Иностр. лит., 1949.

Ведринцев Г. А. К теории электрических зондирований горизонтально-неоднородных сред. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 26. М., Гостоптехиздат, 1960.

Ведринцев Г. А. Вопросы методики и интерпретации электрических зондирований в условиях резко выраженных структурных форм опорного горизонта высокого сопротивления. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 29. М., Гостоптехиздат, 1961.

Вешев В. А. Электропрофилирование на постоянном и переменном токах. Л., «Недра», 1965.

Гасаненко Л. Б. Индукционные поля над слоистыми средами. — В кн.: Основы геоэлектрики. Л., «Недра», 1965.

Гольцман Ф. М., Ковтун А. А., Порохова Л. Н. Вопросы машинной интерпретации кривых МТЗ. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли», 1969, № 4.

Гольцман Ф. М. Физические аспекты статистической теории интерпретаций геофизических наблюдений. — В кн.: Статистические методы интерпретации геофизических наблюдений. Л., изд-во ЛГУ, 1971.

Градштейн И. С., Рыжик М. М. Таблица интегралов сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1963.

Давыдов В. М., Шейнкман А. Л. Номограмма для интерпретации данных становления магнитного поля. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 16. М., «Недра», 1966.

Давыдов В. М. К становлению магнитного поля в горизонтально-неоднородном пласте. — В кн.: Полевая геофизика. М., «Недра», 1967. («Труды Моск. ин-та нефтехим. и газ. пром-ти», вып. 68).

Дахнов В. Н. Электрическая разведка нефтяных и газовых месторождений. Изд. 2-е. М., Гостоптехиздат, 1953.

Джафаров Х. Д. К интерпретации кривых вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) типа КН. — «Изв. высшей школы. Сер. Нефть и газ», 1959, № 3.

Диткин В. А., Прудников А. П. Интегральные преобразования и операционное исчисление. М., Физматгиз, 1961.

Дмитриев В. И. Электромагнитные поля в неоднородных средах. М., изд. МГУ (ротапринт), 1969.

Дмитриев В. И., Кокотушкин Г. А. Альбом палеток для магнитотеллурического зондирования в неоднородных средах. М., изд-во МГУ, 1971.

Заборовский А. И. Переменные электромагнитные поля в электроразведке. М., изд-во МГУ, 1960.

Заборовский А. И. Электроразведка. М., Гостоптехиздат, 1963.

Завадская Т. Н. Некоторые свойства кривых магнитотеллурического зондирования. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 40. М., «Недра», 1964.

Завадская Т. Н. Графическое построение кривых магнитотеллурического зондирования. — В кн. Магнитотеллурические методы изучения строения земной коры и верхней мантии, № 4. М., «Наука», 1969.
Завелев-Стернин А. Н. Метод машинной интерпретации ВЭЗ. — В кн.: Вопросы машинной интерпретации ВЭЗ, № 16. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та гидрогеологии и инженерной геологии (ротапринт), 1969.
Изотова Е. Б., Хорев О. А. Алгоритмы и программы интерпретации многослойных кривых ВЭЗ. Л., изд. Всесоюз. ин-та развед. геофизики (ротапринт), 1968.
Каленов Е. Н. Интерпретация кривых вертикального электрического зондирования. М., Гостоптехиздат, 1957.
Каленов Е. Н. Геологическая эффективность нефтегазовой электроразведки. М., «Недра», 1970.
Карпов Л. Д. Возможности трассирования разрывных нарушений по данным ВЭЗ в условиях Северного Сахалина. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 41. М., «Недра», 1970.
Кауфман А. А., Морозова Г. М. Теоретические основы метода зондирований становлением поля в ближней зоне. Новосибирск, «Наука», 1970.
Кауфман А. А., Таборовский Л. А. Основы теории магнитотеллурических зондирований в средах с пологими структурами. Новосибирск, «Наука», 1970.
Козырин А. К. Интерпретация кривых ВЭЗ при помощи комбинированных палеток. — В кн.: Вопросы разведочной геофизики. М., Гостоптехиздат, 1959 («Труды Свердл. горного ин-та», вып. 24).
Колмаков М. В. К доказательству вида эквивалентности для кривых магнитотеллурического зондирования. — В кн.: Геофизическая разведка, вып. 9. М., Гостоптехиздат, 1962.
Кошлаков Г. В. О выделении скрытых тектонических нарушений по данным методов ВЭЗ и ТТ в Южном Таджикистане. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 18. М., «Недра», 1967.
Краев А. П. Основы геоэлектрики. Л., «Недра», 1965.
Крейнес И. И. Графический способ интерпретации кривых ВЭЗ. — В кн.: Развед. и промысл. геофизика, вып. 17. М., Гостоптехиздат, 1957.
Кроленко Н. Г., Цеков Г. Д. Теоретические кривые электрического зондирования над колонным контактом двух сред (палетки НК). — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 24. Л., Гостоптехиздат, 1960.
Круль Э. Л., Юдин М. Н. О соотношении между координатами минимума кривых электромагнитных зондирований. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 44. М., «Недра», 1971.
Кузнецов А. Н., Фомина В. И. Частотные электромагнитные зондирования над моноклиналью (по данным моделирования). — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 54. М., «Недра», 1969.
Кучин В. П. Выбор наиболее вероятных значений удельного электрического сопротивления слоев при интерпретации ВЭЗ. — «Труды ин-та геол. наук АН УССР. Сер. геофиз.», вып. 2. Киев, «Наукова Думка», 1958.
Лам Куанг Тхиэп. Зависимость пределов применимости принципа эквивалентности кривых частотного зондирования от разноса установки. — «Вестник МГУ. Сер. Геология», № 3. М., Изд-во МГУ, 1969.
Магнитотеллурическое профилирование и зондирование над двумерными структурами типа вала и прогиба. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 42. М., «Недра», 1970. Авт.: А. А. Ковтун, М. А. Добровольская, Т. Д. Гладкий и др.
Магнитотеллурическое зондирование горизонтально-неоднородных сред. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли», 1973, № 1. Авт. М. И. Бердичевский, В. И. Дмитриев, В. П. Бубнов и др.
Матвеев Б. К. Некоторые предложения по интерпретации ВЭЗ. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 2. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1961.

15 Заказ 868

Матвеев Б. К. Способ приближенной оценки глубины залегания опорного горизонта по правой ветви многослойной кривой ВЭЗ. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 3. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1962.

Матвеев Б. К., Шкабарня Н. Г. Аналитические способы определения продольной проводимости S по кривым ВЭЗ типа Н. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 4. Пермь, изд.-во Пермского ун-та, 1963.

Матвеев Б. К. Методика геофизического изучения карстовых полостей на примере работ в районе Кунгурской ледяной пещеры. — В кн.: Методика изучения карста, вып. 5. Геофизические методы. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1963.

Матвеев Б. К. Методика графического построения кривых электрических зондирований. М., «Недра», 1964.

Матвеев Б. К. Об эквивалентности кривых становления электромагнитного поля. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 6. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1965.

Матвеев Б. К., Юдин М. Н. Об интерпретации кривых становления магнитного поля по трехслойным палеткам. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 6. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1965.

Матвеев Б. К., Бушуев Р. А. Определение суммарной продольной проводимости при ЗС по уточненным палеткам поздней стадии. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 15. М., «Недра», 1966.

Матвеев Б. К. Графическое построение кривых электромагнитных зондирований. М., «Недра», 1966.

Матвеев Б. К. Об аналитическом преобразовании результатов ВЭЗ для целей интерпретации. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 7. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1967.

Матвеев Б. К., Бушуев Р. А., Котова Г. Ф. Машинный вариант интерпретации кривых становления магнитного поля. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 7. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1967.

Матвеев Б. К. Вопросы машинной интерпретации электромагнитных зондирований. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 58. М., «Недра», 1970.

Матвеев Б. К., Рабинович Б. И. Способ определения суммарной продольной проводимости по результатам зондирования становлением поля в ближней зоне. «Экспресс-информация. Сер. Регион., развед. и промысл. геофизика», № 17. М., изд. Всесоюз. ин-та экономики минер. сырья и геологоразв. работ, 1972.

Москвичев Е. И. Амплитудно-фазовые способы интерпретации в магнитотеллурических методах электроразведки. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 41. М., «Недра», 1965.

Назаренко О. В., Липилин В. А., Френкель В. С. Об интерпретации результатов дипольных зондирований. — В кн.: Развед. и промысл. геофизика, вып. 18. М., Гостоптехиздат, 1957.

Обухов Г. Г. Структурные электроразведочные исследования с близко расположенными приемными и питающими установками. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 58. М., «Недра», 1970.

Обухов Г. Г. Приближенные способы исследования магнитотеллурического поля в горизонтально-неоднородных средах. — В кн.: Магнитотеллурические методы изучения строения земной коры и верхней мантии, № 4. М., «Наука», 1969.

Олофинский Л. Н. Пути повышения точности интерпретации ВЭЗ в условиях горизонтально-неоднородных тел. — В кн.: Рудная геофизика. М., «Недра», 1968 («Труды Центр. науч.-исслед. геологоразв. ин-та», вып. 74).

О продолжении потенциала в сторону возмущающих масс в гравиметрической и магнитной разведках на основе метода регуляризации. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли», 1968, № 12. Авт.: А. Н. Тихонов, В. Б. Гласко, О. К. Литвиненко и др.

Порохова Л. Н., Ковтун А. А. Исследование эффективности машинной интерпретации экспериментальных кривых МТЗ. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 61. М., «Недра», 1970.
Порохова Л. Н. Решение обратной задачи электромагнитных зондирований. — В кн.: Статистические методы интерпретации геофизических наблюдений. Л., изд-во ЛГУ, 1971.
Поляк Б. Т. Методы минимизации функций многих переменных. — «Экономика и математические методы», 1967, т. 3, № 6.
Пылаев А. М. Руководство по интерпретации вертикальных электрических зондирований. М., «Недра», 1968.
Рабинович Б. И. Об основных положениях метода вычитания полей. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 43. М., «Недра», 1965.
Рабинович Б. И. Способ графического построения кривых зондирований становлением поля в ближней зоне. — «Экспресс-информация. Сер. Регион., развед. и промысл. геофизика», № 13. М., изд. Всесоюз. ин-та экономики минер. сырья и геологоразв. работ, 1972.
Рамм Д. В. Математическая теория и метод расчета кривых ВЭЗ. — В кн.: Вопросы машинной интерпретации ВЭЗ, № 16. М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та гидрогеологии и инженерной геологии (ротапринт), 1969.
Ряполова В. А. Методические указания по интерпретации кривых вертикального электрического зондирования (ВЭЗ). М., изд. Всесоюз. науч.-исслед. ин-та трансп. стро-ва (ротапринт), 1972.
Саковцев Г. П. Некоторые вопросы теории метода ВЭЗ в связи с применением его при поисках рудных тел конечных размеров. — В кн.: Вопросы разведочной геофизики. М., Госгеолтехиздат, 1959 («Труды Свердл. горного ин-та», вып. 24).
Сафонов А. С. Об эквивалентности фазовых кривых магнитотеллурического зондирования. — «Вестник МГУ. Сер. Геология», № 3. М., Изд-во МГУ, 1972.
Сидоров В. А., Тикшаев В. В. Электроразведка зондированиями становлением поля в ближней зоне. Саратов, изд. Нижне-Волжского науч.-исслед. ин-та геологии и геофизики (ротапринт), 1969.
Сидоров В. А., Тикшаев В. В. Интерпретация кривых становления поля в ближней зоне. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 42. М., «Недра», 1970.
Сидоров В. А., Скурихин А. Д. Трансформация кривых зондирования неустановившимися магнитными полями. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 65. М., «Недра», 1972.
Скальская И. П. Поле точечного источника тока, расположенного на поверхности земли над наклонным контактом. — «Ж. техн. физ.», 1948, т. 18, вып. 10.
Смайт В. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во Иностр. лит., 1954.
Способ нормированных производных для интерпретации материалов электроразведки в Западном Узбекистане. — «Экспресс-информация. Сер. Регион., развед. и промысл. геофизика», № 79. М., изд. Всесоюз. ин-та экономики минер. сырья и геологоразв. работ, 1971. Авт.: Н. Г. Зарипова, М. А. Киричек, И. Г. Кельнер и др.
Страхов В. Н. Об аналитическом определении параметров горизонтально-слоистой среды по данным вертикальных электрических зондирований. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли», 1966, № 4.
Страхов В. Н. О решении обратной задачи в методе вертикальных электрических зондирований. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли», 1968, № 4.
Страхов В. Н., Карелина Г. Н. К вопросу об интерпретации данных ВЭЗ на электронных цифровых машинах. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 55. М., «Недра», 1969.
Страттон Дж. А. Теория электромагнетизма. М., Гостонтехиздат, 1948.
Таблицы амплитуд и фаз электромагнитного поля в слоистом пространстве. Вып. 1—4. М., изд-во МГУ (ротапринт), 1967—1968. Авт.: А. Н. Тихонов, В. И. Дмитриев, О. А. Скугаревская и др.

15*

Тихонов А. Н. О единственности решения задачи электроразведки. — «Докл. АН СССР», 1949, т. 69, № 6.
Тихонов А. Н. Об определении электрических характеристик глубинных слоев земной коры. — «Докл. АН СССР», 1950, т. 73, № 2.
Тихонов А. Н., Шахсуваров Д. Н. О возможности использования импеданса естественного электромагнитного поля Земли для изучения ее верхних слоев. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1956, № 4.
Тихонов А. Н. Об асимптотическом поведении интегралов, содержащих бесселевые функции. — «Докл. АН СССР», 1959, т. 125, № 5.
Тихонов А. Н., Ломакина З. Д., Шахсуваров Д. Н. Таблицы импедансов для слоистого пространства в поле плоской электромагнитной волны. М., Изд-во МГУ, 1962.
Тихонов А. Н., Скугаревская О. А., Фролов П. П. Таблицы становления электромагнитного поля в слоистом пространстве, вып. I. М., Изд-во МГУ, 1963.
Тихонов А. Н. К математическому обоснованию теории электромагнитных зондирований. — «Ж. вычислит. математики и матем. физ.» 1965, т. 5, № 3.
Топфер К. Д. Измерения с установкой Шлумберже над моделями волнообразных структур. Пер. с англ. — «Экспресс-информация. Сер. Регион., развед. и промысл. геофизика», № 20. М., изд. Всесоюз. ин-та экономики минер. сырья и геологоразв. работ, 1972.
Уайлд Д. Дж. Методы поиска экстремума. Пер. с англ. М., «Наука», 1967.
Урысон В. О. Увеличение глубинности электрического зондирования. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 3. М., «Недра», 1965.
Федынский В. В. Разведочная геофизика. Изд. 2-е. «Недра», 1967.
Фомина В. И. Учет влияния вертикальных и наклонных поверхностей раздела при интерпретации электрических зондирований. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 20. М., Гостоптехиздат, 1958.
Фомина В. И. Определение параметров разреза при интерпретации многослойных кривых ВЭЗ типа Н. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 25. М., Гостоптехиздат, 1960.
Фомина В. И. Учет влияния горизонтальных неоднородностей разреза при исследованиях методами ДЭЗ и ЗС. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 47. М., «Недра», 1966.
Фок В. А. О расчете электромагнитного поля переменного тока при наличии плоской поверхности раздела. — В кн.: Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Л., «Недра», 1972.
Хмелевской В. К. Основной курс электроразведки Ч. I, II. М., Изд-во МГУ, 1970, 1971.
Хмелевской В. К. Ускоренный способ графических построений и интерпретации кривых электрического зондирования. — «Экспресс-информация. Сер. Регион., развед. и промысл. геофизика», № 57. М., изд. Всесоюз. ин-та экономики минер. сырья и геологоразв. работ, 1970.
Хмелевской В. К. Интерпретация амплитудных кривых МТЗ и волновых кривых ЧЗ с помощью номограммы-палетки. — «Экспресс-информация. Сер. Регион., развед. и промысл. геофизика», № 62. М., изд. Всесоюз. ин-та экономики минер. сырья и геологоразв. работ, 1970.
Хмелевской В. К., Сафонов А. С. Упрощенный способ интерпретации амплитудных и фазовых кривых МТЗ. — В кн.: Разведочная геофизика, вып. 55. М., «Недра», 1972.
Хомизури В. Р., Завадская Т. Н. Способы графического построения трехслойных кривых магнитотеллурического зондирования. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 46. М., «Недра», 1965.
Цеков Г. Д. Интерпретация кривых зондирования по «точке отрыва». — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 5. М., Гостоптехиздат, 1948.
Цеков Г. Д. Методика расчета многослойных кривых электрического зондирования. М., Гостоптехиздат, 1957.

Ц е к о в Г. Д. Определение глубины залегания горизонта высокого сопротивления по координатам минимума кривой магнитотеллурического зондирования. — В кн.: Полевая геофизика. М., «Недра», 1967 («Труды Моск. ин-та нефтехим. и газ. пром-ти», вып. 68).
Ч е т а е в Д. Н. Новый метод решения основной задачи теории дипольных электромагнитных зондирований. — «Геология и геофизика», 1962, № 2.
Ш е й н м а н н С. М. Об установлении электромагнитных полей в земле. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 3. М., Гостоптехиздат, 1947.
Ш к а б а р н я Н. Г. Об изучении геоэлектрического разреза с применением электронных цифровых машин. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 5. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1964.
Ш к а б а р н я Н. Г., К у н и ч к и н а Т. К. О применении интегрального преобразования Ханкеля для интерпретации кривых электрического зондирования. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 6. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1965.
Ш к а б а р н я Н. Г., Г р и ц е н к о В. Г. Интерпретация кривых электрического зондирования с применением ЭВМ. М., «Недра», 1971.
Ш к а б а р н я Н. Г., Г р и ц е н к о В. Г. Интерпретация кривых МТЗ с помощью ЭВМ. — В кн.: Прикладная геофизика, вып. 62. М., «Недра», 1971.
Ш у в а л о в В. М. К вопросу обработки и интерпретации магнитотеллурического зондирования. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 9. Пермь, изд-во Пермского ун-та, 1970.
Ю д и н М. Н. Об оценке продольного сопротивления по кривым становления магнитного поля. — В кн.: Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений, № 6. Пермь, изд. Пермского ун-та, 1965.
Ю д и н М. Н. О решении основной обратной задачи электромагнитных зондирований. — «Изв. высшей школы. Сер. Геология и разведка», 1970, № 5.
Ю к н а Р. Д. Интерпретация кривых вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) на универсальных электронных цифровых вычислительных машинах. — В кн.: Электрическое моделирование, вып. 2. Рига, изд. Рижского политехн. ин-та, 1961.
Я к у б о в с к и й Ю. В Электроразведка. М., «Недра», 1973.
Я н к е Е., Э м д е Ф., Л е ш Ф. Специальные функции. М., «Наука», 1964.
A r e s i s t i v i t y computation method for layered earth models. — «Geophysics», 1966, vol. 31, No 1., Aut.: H. M. Mooney, E. Orellanna, H. Pickett, a. o.
C a g n i a r d L. Basic theory of the magnetotelluric method of goephysical prospecting. Geophysics, vol. 18, No. 3, 1953.
C s o k a s J. Use of computers in the development of the theory of geoelectrical sounding curves. — «Acta geod., geohpys. et montanist Acad. scient. hung.», 1969, vol. 4, No 1—2.
F l e t c h e r R., R e a v e s C. M. Function Minimisation by Conjugate Gradients. — Comput. J., 1964, vol. 7, No 2.
G h o c h D. P. The Application of Linear Filter Theory to the Direct Interpretation of Geophysical Resistivity Sounding Measurments. — «Geophysical Prospecting», 1971, vol. 19, No 2.
G h o c h D. P. Inverse Filter Coefficients for the Computation of Apparent Resistivity Standard Curves for a Horizontally Stratified Earth. — «Geophysical Prospecting», 1971, vol. 19, No 4.
K o e f o e d O. A semi-direct method of interpreting resistivity observations. — «Geophysical Prospecting», 1965, vol. 13, No 2.
K o e f o e d O. A fast metod for determining the layer distribution from the raised kernel function in geoelectrical sounding. — «Geophysical Prospecting», 1970, vol. 18, No 4.
K o e f o e d O. A note on the liear filter method of interpretati ting resistivity sounding data. — «Geophysical Prospecting», 1972, vol. 20, No 2.
K o s t e c k i A. Amplitudowo-fasowy sposob interpretcji krziwich sondowan magnetotellurycznych. — «Przeglad geol.», 1966, vol. 14, No 10.

Kunetz G., Rocroi J. P. Traitement automatique des sondages electriques. — «Geophysical Prospecting», 1970, vol. 18, No 2.
Meinardus H. A. Numerical interpretation of resistivity soudings over horizontal beds. — «Geophysical Prospecting», 1970, vol. 18, No 3.
Niblett E. R., Sayn-Wittgenstoin C. Variation of electrical conductivity with depth by the magneto-telluric method. — «Geophysics», 1960, vol. 25, No 5.
Onodera S. The kerner function in the multiple-layer resistivity problem. — «J. Geophys. Research», 1960, vol. 65.
Onodera S. Numerical analisis of relative resistivity for a horizontally layered earth. — «Geophysics», 1963, vol. 28.
Onodera S. An analytic interpretation of apparent resistivity sounding curve for a multiple layered earth. — «Mem. Fac. Eng. Kyushu Univ.», 1970, vol. 29, No 2.
Pekeris C. L. Direct method of interpretation in resistivity prospecting. — «Geophysics», 1940, No 5.
Siow Hung Chan. A study of the direct interpretation of resistivity sounding data measured by Wenner electrode configuration. — «Geophysical Prospecting», 1970, vol. 18, No 2.
Slichter L. B. The interpretation of the resistivity method for horizontal structures. — «Physics», 1933, No 4.
Srivastava S. P. Method of Interpretation of Magnetotelluric Data when Sourse Fild in Considered. — «J. Geophys. Research», 1965, vol. 70, No 4.
Stefanesco S., Schlumberge C. M. Sur la distribution electrique potenticlle autourd'une prise de terre penctuelle dans un terrain couches horisontales homogenes et isotrope. — «J. de Physik», 1930, vol. 1, No 4.
Stevenson A. F. On the theoretical determination of earth resistance from surface potential measurements. — «Physics», 1934, No 5.
Vozoff K. Numerical resistivity analises horizontal layers. — «Geophysics», 1958, vol. 23, No 3.

ОГЛАВЛЕНИЕ